

BIBLIOTECA  
PW  
SP.  
KRAKÓW

10289

Natanson  
Kalka fizyki

T. II







Z F  
P W  
S P  
K D N

10289

KDN., 15. 10. I. 53, 20.000

NAUKA FIZYKI  
TOM II

NAKŁAD GEBETHNERA I WOLFFA



WARSZAWA — KRAKÓW — LUBLIN — ŁÓDŹ — POZNAŃ — WILNO — ZAKOPANE

DRUKARNIA UNIwersyTETU Jagiellońskiego pod zarządEM J. Filipowskiego

# NAUKA FIZYKI 27

PODRĘCZNIK PRZEZNACZONY DO UŻYTKU  
UCZNIÓW KLAS WYŻSZYCH SZKÓŁ ŚREDNICH

PRZEZ

DR<sup>RA</sup> WŁADYSŁAWA NATANSONA  
i  
DR<sup>RA</sup> KONSTANTEGO ZAKRZEWSKIEGO,  
PROFESORÓW UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO

TOM II



*Republika  
1942.*

NAKŁAD GEBETHNERA I WOLFFA  
WARSZAWA -- KRAKÓW -- LUBLIN -- ŁÓDŹ -- POZNAŃ -- WILNO -- ZAKOPANE



10289





## SPIS RZECZY TOMU II-go.

### ROZDZIAŁ PIERWSZY.

#### O stanach skupienia materji.

§§	Str
1. Wrażenia zmysłowe. Pojęcie materji. Pojęcie zjawiska . . . . .	1
2. Ciała stałe i płynne . . . . .	3
3. Ściśliwość ciał; ciecze i gazy . . . . .	5
4. Ciśnienie . . . . .	6
5. Ciśnienia wewnętrzne i zewnętrzne, normalne i styczne. Ciągnięcia . . . . .	9
6. O zachowaniu się wobec sił zewnętrznych ciał stałych i płynnych . . . . .	12
7. Twierdzenie zasadnicze hydrostatyki i aerostatyki . . . . .	13
8. O ruchliwości ciał ciekłych . . . . .	15
9. Sprężystość doskonała i niedoskonała; plastyczność, wytrzymałość . . . . .	16

### ROZDZIAŁ DRUGI.

#### O ciepłej równowadze ciał materjalnych.

10. Zjawiska ciepłne. Temperatura. Termometr . . . . .	20
11. Dwa twierdzenia o równowadze ciepłej . . . . .	21
12. Zasada termometrii, przyjęta przez Galileusza . . . . .	23
13. Termometr rtęciowy . . . . .	25
14. O stałej i powszechnej skali temperatur . . . . .	26
15. O reakcjach . . . . .	27
16. Równowaga wody i lodu. Zero Celsjusza . . . . .	28
17. Związek pomiędzy stałym a ciekłym stanem materji . . . . .	29
18. Woda ciekła i para wodna; punkt wrzenia . . . . .	30
19. Tymczasowa skala termometryczna . . . . .	32
20. O roztworach . . . . .	34
21. O dyfuzji ciał rozpuszczonych . . . . .	35
22. O dyfuzji gazów . . . . .	37
23. Ciało jednolite, jednorodne, izotropowe . . . . .	39
24. O różnicy pomiędzy cieczą a gazem . . . . .	40
25. O budowie materji; hipotezy atomistyczne i molekularne . . . . .	42

## ROZDZIAŁ TRZECI.

## O równowadze ciał stałych sprężystych.

§§		Str.
26.	O wydłużaniu drutów . . . . .	46
27.	Prawo Hooke'a. Moduł Younga . . . . .	47
28.	Poprzeczne kurczenie się przy wyciąganiu . . . . .	48
29.	O ściśliwości ciał stałych i ciekłych . . . . .	50
30.	O sztywności ciał stałych . . . . .	51
31.	O gięciu . . . . .	53
32.	O uderzaniu się ciał sprężystych . . . . .	56

## ROZDZIAŁ CZWARTY.

## O równowadze ciał płynnych.

33.	Określenie hydrostatyki i aerostatyki . . . . .	60
34.	Zasada Pascala . . . . .	61
35.	Wpływ ciężkości na ciśnienie w płynie . . . . .	64
36.	Prawa ciśnienia w płynie ciężkim . . . . .	65
37.	O powierzchni swobodnej ciał ciekłych . . . . .	68
38.	Twierdzenie o naczyniach połączonych . . . . .	69
39.	O manometrach . . . . .	70
40.	Siły, wywierane przez ciecz na ograniczające ją ściany . . . . .	71
41.	Siła, wywierana przez ciecz na dno naczynia . . . . .	73
42.	Równowaga dwóch cieczy w naczyniach połączonych . . . . .	74
43.	Ciężar powietrza . . . . .	75
44.	Horror Vacui. Torricelli. Barometr rtęciowy . . . . .	76
45.	Ciśnienie powietrza zależy od wzniesienia . . . . .	80
46.	Twierdzenie Archimedes'a . . . . .	82
47.	O balonach . . . . .	87
48.	O równowadze ciał pływających . . . . .	88
49.	O sposobach wyznaczania ciężarów właściwych . . . . .	90
50.	O ściśliwości ciał ciekłych . . . . .	93
51.	Ściśliwość gazów. Prawo Boyle'a . . . . .	95
52.	Gazy doskonałe i niedoskonałe . . . . .	98
53.	Założenia kinetycznej teorii gazów . . . . .	99
54.	O pompach pneumatycznych . . . . .	101

## ROZDZIAŁ PIĄTY.

## O zjawiskach falistych.

55.	O rozchodzeniu się fal w materialnych ośrodkach . . . . .	104
56.	Odbijanie się fal; fale podłużne, poprzeczne . . . . .	107
57.	O nakładaniu się fal . . . . .	108
58.	Interferencja fal . . . . .	110

§§	Str.
59. O sposobie powstawania i posuwania się fal . . . . .	111
60. O odbijaniu się fal . . . . .	113
61. Fala pojedyncza czyli puls; ciąg fal . . . . .	116
62. Zjawiska perjodyczne; okres, faza, długość fali . . . . .	118
63. Fale harmoniczne proste . . . . .	120
64. Interferencja dwóch zgodnie skierowanych ciągów fal . . . . .	124
65. Interferencja dwóch przeciwnie skierowanych ciągów fal . . . . .	126
66. O wytwarzaniu się fali stojącej . . . . .	128
67. O falach kołowych, kulistych i płaskich. Promienie . . . . .	130
68. Uginanie się fal . . . . .	133
69. Zasada Huygensa . . . . .	137
70. Prawa odbijania się fal . . . . .	141
71. Prawa załamania się fal . . . . .	144

## ROZDZIAŁ SZÓSTY.

### Zasady akustyki.

72. Źródła głosu; rozchodzenie się głosu . . . . .	148
73. O falach głosowych . . . . .	149
74. Prędkość rozchodzenia się głosu w powietrzu . . . . .	150
75. Odbijanie się głosu . . . . .	153
76. Interferencja głosu . . . . .	154
77. O falach głosowych stojących . . . . .	155
78. O dźwiękach . . . . .	157
79. Natężenie dźwięku . . . . .	158
80. Wysokość dźwięku . . . . .	159
81. Skala muzyczna . . . . .	161
82. Twierdzenie Dopplera . . . . .	163
83. O badaniu drgań towarzyszących dźwiękom . . . . .	164
84. O drganiu strun . . . . .	168
85. O drganiu prętów . . . . .	172
86. O drganiach własnych czyli swobodnych . . . . .	174
87. O drganiach wymuszonych . . . . .	175
88. Zjawiska rezonancji . . . . .	177

## ROZDZIAŁ SIÓDMY.

### Rozszerzalność cieplna materji.

89. Rozszerzalność linjowa, powierzchniowa i sześcienna . . . . .	180
90. Rozszerzalność linjowa ciał stałych . . . . .	181
91. Rozszerzalność sześcienna ciał stałych . . . . .	184
92. O sposobach mierzenia rozszerzalności ciał stałych . . . . .	185
93. Przykłady i zastosowania . . . . .	186
94. Rozszerzalność ciał ciekłych . . . . .	188

§§	Str.
95. Rozszerzalność cieplna wody . . . . .	191
96. Cieplna rozszerzalność i rozprężliwość gazów . . . . .	192
97. Badanie rozszerzalności i rozprężliwości gazów . . . . .	194
98. Prawo Gay-Lussaca . . . . .	197
99. Równanie zasadnicze gazów doskonałych . . . . .	199
100. Skala termometru gazowego . . . . .	201
101. O unoszeniu ciepła . . . . .	204
102. O przewodzeniu ciepła . . . . .	206

## ROZDZIAŁ ÓSMY.

### O cieplnej energii.

103. Skutki i działania ciepła . . . . .	209
104. Związek pomiędzy cieplnymi a mechanicznymi zjawiskami . . . . .	210
105. Zasada zachowania energii . . . . .	211
106. Przeobrażanie się pracy w ciepłą energję . . . . .	213
107. Ilość ciepła. Zasady kalymetrii . . . . .	216
108. Pierwsze postępowanie kalymetryczne: metoda mieszanin . . . . .	218
109. O mierzeniu ciepła właściwego . . . . .	221
110. Ciepło topienia się . . . . .	223
111. Ciepło parowania . . . . .	225
112. Rozwój pojęć o istocie ciepła. Pierwsza zasada termodynamiki . . . . .	228
113. Druga zasada termodynamiki . . . . .	232

## ROZDZIAŁ DZIEWIĄTY

### Zmiany stanu skupienia.

114. Podczas zamarzania lub topienia się temperatura pozostaje niezmienna . . . . .	237
115. O zmianach objętości, towarzyszących zamarzaniu lub topieniu się . . . . .	238
116. Wpływ ciśnienia na topienie się i zamarzanie . . . . .	239
117. Pary nasycone. Ciśnienie nasycenia . . . . .	241
118. Zależność ciśnienia nasycenia od temperatury . . . . .	243
119. Zależność temperatury równowagi od ciśnienia . . . . .	245
120. Punkt wrzenia normalny . . . . .	245
121. Wrzenie pod ciśnieniem mniejszym niż atmosferyczne . . . . .	246
122. Wrzenie pod ciśnieniem większym niż atmosferyczne . . . . .	247
123. Rosa i inne opady atmosferyczne. Hygrometry . . . . .	247
124. O skraplaniu gazów . . . . .	250
125. Ciągłość ciekłego i gazowego stanu materji . . . . .	253

## ROZDZIAŁ PIERWSZY.

### O stanach skupienia materji.

#### § 1. Wrażenia zmysłowe. Pojęcie materji. Pojęcie zjawiska.

Doznajemy nieustannie wrażeń zmysłowych. Rozglądając się dokoła, widzimy rozmaite zarysy i kształty, dostrzegamy różne barwy i blaski. Dotykając, natrafiamy na coś, co wydaje się gorące, letnie lub zimne; na coś, co bywa ostre, twarde i sztywne albo też gładkie, miękkie i podatne; na coś, co ciągnie, uciska lub gniecie, co ustępuje łatwo lub wcale nie ustępuje przed naszym mięśniowym wysiłkiem. Doznajemy jeszcze innych wrażeń zmysłowych. Słyszymy rozmaite stukania i szmery, rozmaite głosy, tony i dźwięki; odczuwamy różnorodne zapachy i smaki, doznajemy mnóstwa wrażeń niejasnych i nieokreślonych, które nie mają nazw stałych i powszechnie przyjętych.

Niezmierną mnogość i różnaitość wrażeń usiłujemy *porządkować* w umyśle od wczesnego dzieciństwa; świadomie lub nieświadomie próbujemy je opanować zapomocą właściwej nam władzy pamiętania, porównywania, wnioskowania i uogólniania. Jeżeli dopięliśmy celu, chociażby w ograniczonym zakresie, czujemy, że wobec gmatwaniny wydarzeń i zjawisk nie jesteśmy całkowicie bezbronni, że posiadliśmy nad nimi pewną wyższość, pewną potęgę. Przekonywamy się, że zaczynamy wrażenia nasze *rozumieć*, że możemy je *przewidywać*.

Niektóre z pomiędzy naszych wrażeń powtarzają się nieraz, napozór zupełnie niezmiennie. Kałamarz, stół, okno, ścianę możemy dostrzegać wiele razy, zawsze w orszaku jednakowych, trwałych własności. Gdy wyciągniemy dłoń, czujemy zawsze chłód szyby lub płyty kamiennej, szorstkie dotknięcie szcrotki, opór, który przeciwstawia piec albo ściana; ilekolwiek razy wysuniemy rękę, doznajemy tych wrażeń albo podobnych. Każda nasza czynność wywiadowcza kończy się takim określonem

wrażeniem; zatem w umyśle pojawia się wniosek: *istnieje* szyba, *istnieje* szczotka; piec albo ściana *istnieje*. W myśli naszej powstaje wyobrażenie *ciała materialnego*, które jest nieprzerwanym źródłem doznawanych wrażeń, rzeczywistem siedliskiem dostrzeganych zjawisk. Istotną i ostateczną treść, wspólną wszystkim tym wyobrażeniom, nazywamy *materją*. Do utworzenia tego nadzwyczajnie ogólnego pojęcia dochodzimy przez proces *abstrakcji*, odrywając myśl od odrębności i różnic przedmiotów i rzeczy, wywyższając ją ponad różnorodność i zmienność, jaką śród ciał dostrzegamy.

Wyobrażenie ciała materialnego jest zatem tylko obrazem, jest tylko intelektualnym *utworem*, jednakże niezmiernie użytecznym, może nawet niezbędnym w procesach rozumowania. Jak powiedzieliśmy, wniosek, iż ciała materialne istnieją, jest tylko pewnem streszczeniem wielokrotnie powracających, trwałych wrażeń zmysłowych. Ale przejście od wrażeń do wniosku jest tak bezpośrednie i łatwe, jest tak codzienne i tak nieuchronne, że nie zdajemy sobie z tego sprawy, iż przejścia tego wciąż dokonywamy.

Kto chce wejrzeć w ten przedmiot, może nauczyć się wiele, obserwując zachowanie się małych dzieci, w czasie, w którym zaczynają dostrzegać i myśleć. Zdarza się nieraz, że dziecko próbuje pochwycić rączką smugę słonecznego światła lub jasną świetliną płamę na stole lub ścianie; że ogląda się za cieniem, który widziało przed chwilą i który znikł nagle. Już zatem w pierwszym swoim zaraniu myśl dziecka usiłuje streszczać napływające wrażenia w postaci pewnych wniosków i sądów; te, jeszcze nieświadomiane przypuszczenia i sądy bywają nieraz trafne, niekiedy zaś mylne. Sposób myślenia dziecka, nieraz zbyt prosty, powierzchowny i niedostosowany do faktów, przecież niczem *istotnem* nie różni się od przeciętnego a nawet od naukowego sposobu myślenia. Umysł dziecka znajduje się u początku drogi, po której poruszamy się, spostrzegając, badając i tłumacząc zjawiska natury. Wystrzegajmy się złudzenia, jakobyśmy już byli dotarli do kresu tej drogi.

Nie wszystkie wyobrażenia, do których prowadzą nas wrażenia zmysłowe, mają cechy trwałości. Wóz stoi przed domem; po chwili widzimy go w odległości kilkunastu kroków od domu. W drugim dostrzeżeniu wrażenia nasze są po części te same, po części odmienne aniżeli te, które odebraliśmy w pierwszym. Gdyby ktoś chciał utrzymywać, że pierwszy wóz zapadł się w nicość, inny zaś, identyczny, zjawił się w nowem, w odmiennem od pierwszego miejscu, niepodobna byłoby dowieść, że takie twierdzenie jest *mylne*; ale ono byłoby *przypuszczeniem zbytęcznem*. Uznajemy bez namysłu za prawdę, że wóz nie doznał zmiany sam w sobie, że jest tym samym wozem, który zauważyliśmy przed chwilą; mówimy, że posunął się po drodze,

że zmienił miejsce, że się *poruszył*. Kierujemy się zatem oczywiście zasadą, według której przypuszczenie najprostsze i najdogodniejsze, jeżeli nie sprzeciwia się innym doświadczeniom, nazywamy przypuszczeniem *prawdziwym*.

Widzieliśmy, jak tworzy się w umyśle pojęcie ruchu; widzieliśmy, że, jeżeli ciałom materialnym mamy przypisywać ciągłe i nieprzerwane istnienie, musimy uzupełnić pojęcie ciała pojęciem ruchu. Weźmy inny przykład. Wyrobiony z metalu przedmiot, który wyjmujemy z gotującej się wody, wydaje się bardzo gorący; po pewnym czasie sprawia wrażenie letniego lub chłodnego przedmiotu. Bez wahania twierdzimy, że w tym razie cało samo w sobie pozostaje niezmiennie, że zmienia się tylko «stan cieplny» tego ciała. Gdy widzimy, że pręcik trzciniowy, przed chwilą prosty, jest teraz wygięty, że rurkę kauczukową można wyciągać, że sprężynę stalową można rozkręcać i skręcać, powiadamy, że to samo ciało, samo w sobie niezmiennie, może przybierać różny kształt, różną postać. Śnieg, umieszczony w ciepłym pokoju, niebawem topi się i zamienia się w ciecz; cukier, obłany wodą, rozpuszcza się, staje się niewidzialny, ale nie przestaje być słodki. Sztaba stalowa albo żelazna, poddana w pewien sposób działaniu prądu elektrycznego, nabiera magnetycznych własności; kawałek szkła albo laku, potarty flanelą lub futrem, staje się naelektryzowany. Widocznie zatem to samo ciało może zajmować rozmaite położenia i miejsca, może przybierać różne postaci i kształty, może okazywać rozmaite nabyte cechy i własności, może znajdować się w różnorodnych ustrojach i stanach; zmianę miejsca, postaci, własności, zmianę budowy, ustroju lub stanu nazywamy *zjawiskiem fizycznym*. Utworzywszy pojęcie zjawiska, rozszerzamy i niejako poprawiamy przy jego pomocy pierwotne, zbyt proste pojęcie określonego, trwałego, całkiem niezmiennego ciała materialnego.

## § 2. Ciała stałe i płynne.

Cegłę, kamień, bryłę węgla, kryształ cukru lub soli, szklane lub porcelanowe naczynie, narzędzie, wyrobione z żelaza lub stali, takie i tym podobne ciała nazywamy potocznie *ciałami stałymi*. Oczywiście przyczyna tej nazwy leży we własnej, określonej i niezmiennej postaci, którą okazują te ciała. Woda, oliwa,

powietrze objawiają w tym względzie odmienne własności. Woda nie posiada właściwej sobie postaci; nalana do miski lub do butelki, układa się według postaci tych naczyń; z przechylonego zbiornika woda wylewa się, płynie naprzykład po stole, spada kroplami na podłogę. Powietrze nie posiada również określonej postaci; przeciwnie, wciska się do każdego próżnego naczynia i zapełnia je całkowicie. Powiadamy, że woda i powietrze zmieniają postać z wszelką łatwością; takie ciała nazywamy pospolicie *płynami*.

Wypada nam przyjrzeć się baczniej tym faktom. Cegła lub kamień, gdy leżą na stole, woda lub oliwa, które znajdują się w butelce, pozostają pod wpływem siły ciężkości; ta siła wystarcza widocznie, ażeby zmienić postać oliwy lub wody, nie wystarcza natomiast, ażeby zmienić postać kamienia lub cegły. Zobaczymy, jak zachowują się ciała stałe pod wpływem sił znaczniejszych niż ciężkość. Stal, mosiądz, żelazo, szkło oraz kauczuk nazywamy ciałami stałymi; wiemy jednakże, że sprężynę stalową możemy skrócić w rękę z łatwością, że możemy zgiąć snadnie żelazny nóż, pręcik mosiężny lub szklaną pałeczkę, że wyciągamy bez trudu rurkę albo taśmę kauczukową. A zatem ciała stałe nie mają bynajmniej niezmiennej postaci; musimy utworzyć inne pojęcie ciała stałego, zgodniejsze z faktami.

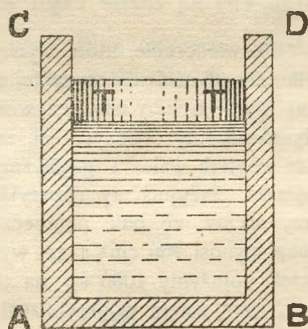
Ażeby wyrażać się krótko, wprowadźmy pewną nazwę dogodną: każdą zmianę postaci lub objętości ciała materialnego nazwiemy jego *odkształceniem*. Wykonajmy kilka prostych doświadczeń. Umocujmy górny koniec rury kauczukowej, na dolnym zaś końcu zawieśmy kulę żelazną lub ołowianą. Pod działaniem przyłożonego ciężaru rura wydłuży się; to odkształcanie się jednak wkrótce ustaje, kula nie obniża się dalej; siła sprężystości, wzbudzona w kauczuku, przeciwdziała wpływowi siły ciężkości. W pośrodku drewnianej deseczki, podpartej na brzegach, umieścmy przedmiot bardzo ciężki; deseczka ugina się, ale jej odkształcanie się niebawem dochodzi do kresu; w odkształconej deseczce zjawia się siła sprężystości, która sprzeciwia się dalszej zmianie postaci. Widzimy zatem, że w wielu ciałach stałych nawet drobna zmiana postaci budzi siły wewnętrzne, które nie pozwalają na dalsze dokonywanie się zmian. *Ciało stałe sprężyste opiera się czynnie usiłowaniu wywołania w niem coraz większych zmian postaci*. W wodzie, w oliwie, w alkoholu lub w rtęci nie spostrzegamy niczego podobnego. *Ciało*



płynne poddaje się biernie każdej próbie wywołania w niem zmiany postaci; najmniejsza siła wystarcza, ażeby zmienić postać ciała płynnego. Widzimy to nieustannie w zjawiskach ruchu ciał płynnych. Woda płynie w rzece, wino wylewa się z beczki, pod wpływem własnego ciężaru; na powierzchni morza wicher piętrzy i pędzi olbrzymie bałwany; z rury wodociągowej woda tryska pod wpływem stosunkowo nieznacznego ciśnienia. W tych wszystkich razach siły są słabe, a zmiany postaci olbrzymie. Nie tylko drobna ale nawet niezmierna zmiana postaci nie wywołuje w płynach sprężystej reakcji; dlatego, pod wpływem siły stałej, chociażby nawet słabej, postać płynu zmienia się coraz dalej i dalej, jak to widzimy w zjawiskach płynięcia.

### § 3. Ścisłość ciał; ciecze i gazy.

Mówiliśmy dotychczas o postaci ciał materialnych; dzieliliśmy ciała na stałe i płynne zależnie od ich zachowania się wobec zmiany lub usiłowania zmiany postaci. Jakże zachowują się ciała, gdy staramy się zmienić ich objętość? Ażeby odpowiedzieć na to pytanie, wyobraźmy sobie doświadczenie fikcyjne. Przypuśćmy, że walec  $ABCD$  (rys. 1) jest wykonany z materiału doskonale sztywnego (tom I, § 85); w tym walcu porusza się bez tarcia tłok  $TT$ , również doskonale sztywny i przylegający szczelnie do ścian walca. Wyobraźmy sobie blok odlany z żelaza, z miedzi lub cynku, który wypełniałby wnętrze walca dokładnie aż do tłoka  $TT$ . Umieszczamy ten blok w walcu  $ABCD$  i wywieramy ogromny nacisk na tłok, obciążając go na przykład bardzo zna-



Rys. 1.

cznie; blok metalowy ścisnąłby się tak nieznacznie, że byłoby trudno dostrzec, tem bardziej zaś zmierzyć obniżenie się tłoka. Wynik doświadczenia byłby mniej więcej ten sam, gdybyśmy próbowali ścisnąć jednolity walec, odlany ze szkła albo z soli kamiennej; gdybyśmy nawet wypełnili wnętrze walca  $ABCD$  gliną lub zwilżonym piaskiem, ściśnięcie byłoby niedostrzegalne.

Powiadamy, że ciała stałe trudno zmieniają objętość, że są *mało ściśliwe*.

Przypuśćmy teraz, że wewnątrz walca  $ABCD$ , aż do tłoka, jest całkowicie wypełnione wodą, rtęcią albo oliwą; nawet przy ogromnem obciążeniu tłoka objętość tych ciał zmieniłaby się bardzo niezuacznie. Jakkolwiek woda, oliwa i rtęć zmieniają postać dziwnie łatwo, jednak objętość zmieniają opornie i trudno; zmiana objętości, która dokonywa się w nich pod wpływem sił bardzo wielkich, jest niewiele znaczniejsza aniżeli zmiana objętości ciał stałych. Ściśliwość wody, oliwy i rtęci jest zatem mała, niewiele większa aniżeli ściśliwość ciał stałych. *Płyny, których ściśliwość jest mała, nazywamy zwykle cieczami*. Woda, rtęć, oliwa, benzyna, nafta, rozmaite alkohole, etery, oleje i kwasy są cieczami w zwykłych warunkach, w których miesamy z nimi pospolicie do czynienia.

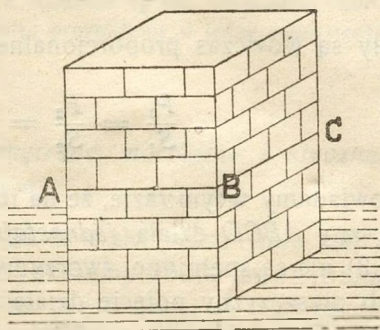
Wyobraźmy sobie nareszcie, że wewnątrz walca  $ABCD$  jest wypełnione powietrzem; niewielkim wysiłkiem mogliśmy wówczas wepchnąć tłok  $TT$  wgłąb walca. Powietrze jest zatem nieporównanie łatwiej ściśliwe niż woda. *Płyny, których ściśliwość jest znaczna, nazywamy pospolicie gazami*. Powietrze, wodór, tlen, azot, bezwodnik węglowy, chlor, acetylen, gaz oświetlający — oto przykłady ciał, które (w zwykłych warunkach naszych dostrzeżeń) są *lotne* czyli są gazowemi ciałami.

Doświadczenie, które wyobraziliśmy sobie w powyższym wywodzie, służyło tylko do objaśnienia rozmaitej ściśliwości cieczy i gazów; w opisanej, zbyt prostej formie byłoby ono oczywiście niewykonalne. Ze znanej ściśliwości pewnego płynu możemy obliczyć, jak zmieniłaby się jego objętość, gdybyśmy wypełnili nim wewnątrz walca i gdybyśmy umieścili na tłoku ciało ciężkie o wiadomym ciężarze. Przypuśćmy naprzykład, że wewnątrz walca jest wypełnione *wodą*; przypuśćmy, że pole poprzecznego przecięcia walca a zatem i powierzchnia tłoka wynosi  $100 \text{ cm}^2$  i że wysokość słupa wody pod tłokiem wynosi  $10 \text{ cm}$ . Jeżeli położymy  $1000 \text{ kg}$  na tłoku, objętość wody zmniejszy się mniej więcej o  $0.5 \text{ cm}^3$ , zatem w przybliżeniu o jedną dwutysięczną część objętości pierwotnej; tłok obniży się o jedną dwudziestą część milimetra. Przypuśćmy teraz, że tenże sam walec jest wypełniony atmosferycznem *powietrzem* i że położyliśmy znowu  $1000 \text{ kg}$  na tłoku; powietrze ściśnie się tak znacznie, że jego objętość wyniesie mniej aniżeli jedną dziesiątą część objętości pierwotnej.

#### § 4. Ciśnienie.

Wyobraźmy sobie słup, w kształcie prostopadłościanu, wmurowany z cegieł (rys. 2). Weźmy na uwagę przecięcie, n. p.

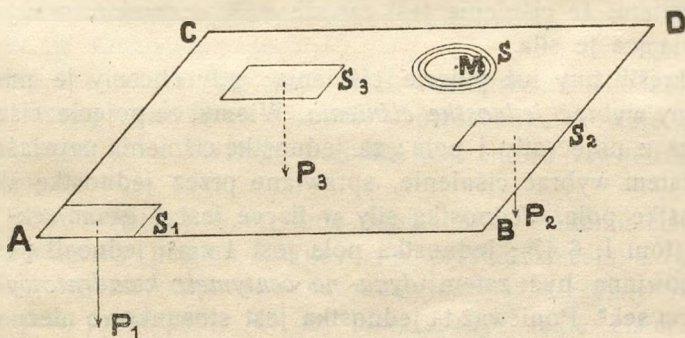
$ABC$ , tego słupa z pewną poziomą płaszczyzną; to przecięcie rozdziela słup na dwie części, na część górną, położoną ponad płaszczyzną i na część dolną, znajdującą się pod nią. Wiemy, że górna część słupa ciąży na dolnej i gniecie ją, pionowo na dół, swoim ciężarem; wiemy również (tom I, §§ 34 i 36), że na to działanie dolna część słupa odpowiada równym przeciwdziałaniem, skierowanym pionowo do góry. Obie te siły są wywierane przez przecięcie  $ABC$  słupa. Na tym przykładzie widzimy, że siły bywają nieraz wywierane na *powierzchnię* ciał materialnych. W podobnych przypadkach tworzymy w fizyce pojęcie, zwane *ciśnieniem*; dochodzimy do niego, dzieląc wartość siły, wywieranej na pewną powierzchnię, przez pole tej powierzchni. *Średnim ciśnieniem*  $p$ , działającym na rozległości powierzchni  $S$ , nazywamy stosunek siły  $P$ , wywieranej na tę powierzchnię, do jej pola  $S$ :



Rys. 2.

$$1. \quad p = \frac{P}{S}$$

Wyobraźmy sobie powierzchnię (lub płaszczyznę)  $ABCD$  (rys. 3); bierzmy w niej na uwagę różne wycinki  $S_1, S_2, S_3$  itd.;



Rys. 3.

zmierzywszy siły  $P_1, P_2, P_3$  i t. d., które działają na te wycinki, utworzymy stosunki  $P_1/S_1, P_2/S_2, P_3/S_3$  i t. d. czyli średnie ciśnienie

nia  $p_1, p_2, p_3$  i t. d. Może zdarzyć się, że te średnie ciśnienia wypadną równe sobie:

$$2. \quad p_1 = p_2 = p_3 = \dots ;$$

siły są wówczas proporcjonalne do pól:

$$3. \quad \frac{P_1}{S_1} = \frac{P_2}{S_2} = \frac{P_3}{S_3} = \dots ;$$

powiadamy w tym razie, że na rozległości powierzchni lub płaszczyzny  $ABCD$  działa *jednostajne ciśnienie*. Jeżeli równania (2) i (3) nie są spełnione, tworzymy dla każdego punktu powierzchni lub płaszczyzny pojęcie działającego w nim *miejscowego ciśnienia*. Przypuśćmy naprzykład, że w punkcie  $M$  (rys. 3) mamy znaleźć ciśnienie miejscowe. Dokoła punktu  $M$  wykrawamy małe pole  $S$ ; tworzymy stosunek  $P/S$  siły  $P$ , działającej na  $S$ , do pola  $S$ ; zmniejszamy wreszcie pole  $S$  coraz bardziej, bacząc, ażeby punkt  $M$  pozostawał wciąż w jego obrębie. Siła  $P$  zmienia się wraz z  $S$ ; ale stosunek  $P/S$  może wówczas zmieniać się dowolnie lub nie zmieniać się wcale. Wogóle mówiąc, gdy  $S$  maleje,  $P/S$  dąży do pewnej granicy; wartość tej granicy nazywamy *ciśnieniem miejscowem*, czynnem w punkcie  $M$  (por. tom I, §§ 14 i 21).

Wiadomo, że każda siła jest *wektorem*, mającym nietylko pewną wartość liczbową, lecz zawsze pewien kierunek (tom I, § 35); natomiast pole nie jest kierunkową wielkością. Wnosimy stąd zatem, że ciśnienie jest zawsze wektorem, skierowanym jak sprawiająca je siła.

Określiliśmy już pojęcie ciśnienia; gdy chcemy je mierzyć, musimy wybrać *jednostkę ciśnienia*. Wiemy, że pojęcie ciśnienia wynika z pojęć siły i pola; za jednostkę ciśnienia najwłaściwiej jest zatem wybrać ciśnienie, sprawiane przez jednostkę siły na jednostkę pola. Jednostką siły w fizyce jest 1 gr cm/sek<sup>2</sup> czyli *dyna* (tom I, § 47); jednostką pola jest 1 cm<sup>2</sup>; jednostką ciśnienia powinna być zatem *dyna na centymetr kwadratowy* czyli 1 gr/cm sek<sup>2</sup>. Ponieważ ta jednostka jest stosunkowo nieznaczna, posługujemy się nieraz milion razy większą jednostką czyli t. zw. *megadyną na centymetr kwadratowy*. W układzie ciężarowym (tom I, § 47) jednostką siły jest ciężar grama (1 Gr) lub ciężar kilograma (1 Kg); ciężarową jednostką ciśnienia może być za-

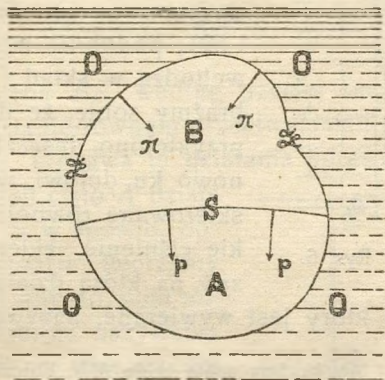
tem np. 1 Gr/cm<sup>2</sup> albo 1 Kg/cm<sup>2</sup> albo 1 Kg/m<sup>2</sup> i t. d.; inżynierowie i technicy posługują się chętnie jednostką 1 Kg/m<sup>2</sup>.

Inną rozpowszechnioną jednostką ciśnienia jest t. zw. *atmosfera*; jej pochodzenie i wartość poznamy w późniejszym rozdziale (§ 44). Atmosfera *normalna* wynosi 1013260 dyn na cm<sup>2</sup>, jest więc przybliżenie o jedną setną część większa od megadyny na cm<sup>2</sup>.

### § 5. Ciśnienia wewnętrzne i zewnętrzne, normalne i styczne. Ciągnienia.

Każda siła jest wywierana *na* jakieś ciało *przez* inne ciało. W bryle materialnej *AB* (rys. 4) wyobraźmy sobie wewnętrzną powierzchnię *S*, która dzieli bryłę na część dolną *A* i górną *B*.

Jeżeli na rozległości powierzchni *S* działa ciśnienie *p*, skierowane od *B* do *A*, powiadamy wówczas, że ciśnienie *p* jest wywierane przez górną część *B* na dolną *A*; takie ciśnienie nazywamy *wewnętrznem*. Przeciwne i równie wielkie ciśnienie, wywierane przez *A* na *B*, jest również wewnętrznem w bryle ciśnieniem. Przypuśćmy, że pewien ośrodek *O* wywiera ciśnienie  $\pi$  na zawartość bryły *AB* przez jej zewnętrzną po-

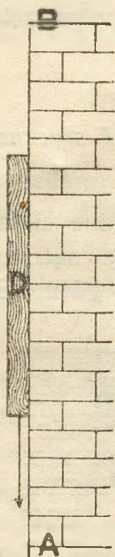


Rys. 4.

wierzchnię  $\Sigma$ ;  $\pi$  jest dla bryły *AB* zewnętrznem ciśnieniem. Bryła wówczas wywiera na ośrodek *O* przeciwne i równie znaczne ciśnienie, które dla tego ośrodka jest znowu zewnętrznem ciśnieniem.

Jak powiedzieliśmy w artykule poprzednim, każdemu ciśnieniu przypisujemy pewien kierunek. W przykładzie słupa (§ 4) kierunek ciśnienia, czynnego na rozległości płaszczyzny *ABC* (rys. 2), jest prostopadły do tej płaszczyzny; takie ciśnienie, skierowane prostopadle do płaszczyzny albo do elementu powierzchni, do którego jest przyłożone, nazywamy *ciśnieniem normalnem*. Ciało ciężkie ciśnie normalnie przez poziomą płaszczyzną, jeżeli jego ciężar rozpościera się na taką płaszczyznę; albo-

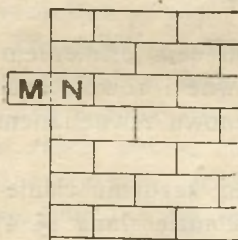
wiem siła ciężkości działa pionowo. Ciało ciężkie może jednakże wywierać również *ukośne* ciśnienie na pewną płaszczyznę albo powierzchnię; w taki sposób działa naprzykład ciało ciężkie,



Rys. 6.

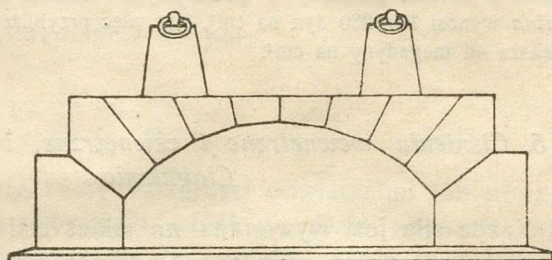
na który jest wywierane, nazywa się *stycznym ciśnieniem*.

Wyobraźmy sobie cegłę *MN*, która wystawałaby z muru (rys. 7); w takiej cegle część *M* niepodparta sprawia oczywiście styczne ciśnienie na wmurowaną część *N*, podobnie jak deska *D* na ścianę *AB* (rys. 6). Przypuśćmy, że gruba księga leży na stole. Jeżeli wykręcimy górną okładkę księgi w jej własnej (poziomej) płaszczyźnie, kartki pod nią leżące wezmą pewien udział w tym ruchu, tem słabszy, im są dalsze od górnej okładki. Widocznie w tym razie każda karta doznała pewnego stycznego ciśnienia.



Rys. 7.

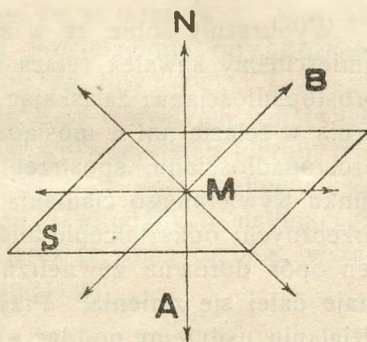
Niechaj pozioma płaszczyzna *S* oddziela ciało *A* pod nią leżące (rys. 8) od położonego nad nią ciała *B*. Do płaszczyzny *S* poprowadźmy w myśli linię prostą do niej prostopadłą *MN*, skierowaną do góry. Możemy powiedzieć, że ciśnienie, którego *B* doznaje od *A*, jest normalne, ukośne lub styczne, stosownie do tego, czy jego kierunek tworzy z prostopadłą *MN*



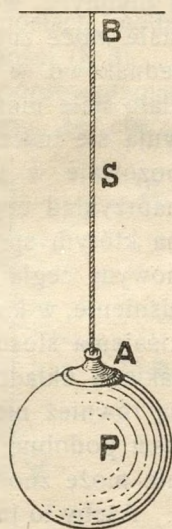
Rys. 5.

kąt równy zeru, mniejszy od kąta prostego lub też równy kątowi prostemu.

Może zdarzyć się, że siły, wywierane przez ciało  $A$  na ciało  $B$ , nie kierują się wewnątrz ciała  $B$ , lecz idą przeciwnie wewnątrz ciała  $A$ . Mówimy wówczas, że ciało  $A$  *ciągnie* ciało  $B$ , że je *pociąga ku sobie*. Wyobraźmy sobie na przykład sznur  $AB$ , który wisi pionowo, wyprężony działaniem ciężaru ciała  $P$  (rys. 9). Weźmy na uwagę którekolwiek przecięcie poziome  $S$  w sznurze, które dzieli go na część dolną  $AS$  i górną  $BS$ . Część dolna  $AS$  ciągnie górną  $BS$  w kierunku pionowym ku dołowi; część górna  $BS$ , według trzeciej zasady dynamiki, odpowiada na to działanie równym przeciwdziałaniem, skierowanym pionowo ku górze. Obadwa te działania sprawiają *ciągnięcie*, nie zaś ciśnienie. Jeżeli ciało  $A$  działa na ciało  $B$  przez powierzchnię  $S$  w sposób, objaśniony na powyższym przykładzie, tworzymy stosunek całkowitej wywieranej siły do pola powierzchni  $S$  i wartość tego stosunku nazywamy *średnim ciągnięciem*, czynnem na powierzchni  $S$ . Ciągnięcie różni się od ciśnienia tylko kierunkiem względem ciała, na które jest wywierane; zatem wszystko, co powiedzieliśmy o ciśnieniu, możemy zastosować również i do pojęcia ciągnięcia. Odróżniamy więc ciągnięcie *jednostajne* od *niejednostajnego*; jeżeli ciągnięcie jest *niejednostajne*, tworzymy pojęcie *ciągnięcia miejscowego*. Podobnie jak ciśnienie, ciągnięcie może być *wewnętrzne* albo *zewewnętrzne*, może być *normalne*, *ukośne* lub *styczne*. Ciągnięcie, sprawiane na przykład przez ciało  $A$  (rys. 8) na ciało  $B$ , jest normalne, ukośne lub styczne, stosownie do tego, czy jego kierunek tworzy z prostą  $MN$  kąt równy dwóm prostym, większy od kąta prostego lub równy prostemu. Jednostki ciągnięcia są identyczne z jednostkami ciśnienia



Rys. 8.



Rys. 9.

stosownie do tego, czy jego kierunek tworzy z prostą  $MN$  kąt równy dwóm prostym, większy od kąta prostego lub równy prostemu. Jednostki ciągnięcia są identyczne z jednostkami ciśnienia

§ 6. O zachowaniu się wobec sił zewnętrznych ciał stałych i płynnych.

Wyobraźmy sobie, że w kleszczach imadła (czyli śrubsztaka) umieściliśmy kawałek żelaza albo mosiądzu, wycięty w kształcie prostopadłościanu; zaciskając imadło, nie dostrzegamy odkształcenia w żelazie ani w mosiądzu. Gdybyśmy użyli kauczukowego prostopadłościanu, spostrzeżlibyśmy, że on ściska się w kierunku wywieranego ciśnienia, rozdyma się zaś w kierunkach poprzecznych; odkształcenie budzi w kauczuku opór sprężysty i gdy ten opór dorówna zewnętrznemu działaniu, postać ciała przestaje dalej się zmieniać. Przypuśćmy na chwilę, że podobnemu działaniu usiłujemy poddać wodę, alkohol, oliwę lub naftę. Próba ściśnięcia ciała płynnego między kleszczami imadła pozostałaby oczywiście zgoła bezskuteczna; takie ciało przepłynęłoby pomiędzy kleszczami, ich ciśnienie wygniotłoby płyn we wszystkich poprzecznych kierunkach. To (w myśli wykonane) doświadczenie objaśnia różnicę, jaka istnieje w zachowaniu się ciał stałych a płynnych wobec ciśnień albo ciągnięć zewnętrznych. Ciało stałe *może* znosić ciśnienia albo ciągnięcia, które działają niejednakowo w rozmaitych kierunkach; pod wpływem takich sił ciało stałe może pozostawać w równowadze. Ciała płynne zachowują się inaczej; pod wpływem takich ciśnień ciało płynne *nie* pozostaje w równowadze i zaczyna płynąć. Wyobraźmy sobie na przykład cegłę tkwiącą w fundamentach budynku albo kamień, na którym spoczywają wielkie pokłady ziemi; w kierunku pionowym cegła lub kamień wytrzymuje z pewnością ogromne ciśnienie, w kierunkach poziomych wywierane na nie są wówczas ciśnienia stosunkowo nieznaczne. W ciele *stałym*, pod wpływem takiego układu sił, budzą się siły wewnętrzne sprężyste, które są również niejednakowe w rozmaitych kierunkach; w ciele *płynnym* podobne siły nie pojawiają się, ciało płynne w spoczynku nie może znosić takiego układu sił.

Ażeby to jeszcze objaśnić, co powiedzieliśmy, uważajmy przykład następujący. Przypuśćmy, że podpieramy się kijem lub laską; wywieramy wówczas pewne ciśnienie na podłogę lub ziemię; lecz tego ciśnienia nie odczuwałyby ciała, które otaczałyby laskę, dotykając tylko jej pobocznic. Otoczmy laskę rurą szczelnie do niej przystającą ale gładką, w której laska przesuwą się



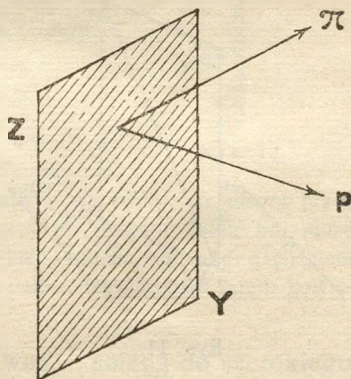
bez tarcia; wewnętrzna powierzchnia tej rury, chociaż dotyka laski, nie doznaje naszego ciśnienia, które laska przekazuje całkowicie ziemi. Zastąpmy teraz laskę czyli kolumnę stałą przez kolumnę cieczy; napełnijmy rurę wodą albo oliwą i uciskajmy ciecz zapomocą tłoka, poruszającego się w rurze (§ 3). Nietylko dno, lecz cała boczna wewnętrzna powierzchnia rury doznaje wówczas ciśnienia, które wywieramy na tłok; ciekła kolumna *roznosi* to ciśnienie, rozpowszechnia je we wszystkich warstwach i ujednostajnia je tak, że ono działa we wszystkich kierunkach.

W § 2-im mówiliśmy już o tem, że ciała stałe zachowują się inaczej niż ciała płynne wobec sił zewnętrznych, usiłujących zmienić ich postać. Zauważyliśmy teraz tę samą różnicę, wyraziliśmy ją jednak w sposób dokładniejszy.

### § 7. Twierdzenie zasadnicze hydrostatyki i aerostatyki.

Próbując pochwycić warstwę wody między kleszcze imadła, widzieliśmy, że ciecz wymyka się między niemi; ażeby ścisnąć wodę, musimy otoczyć ją ze wszystkich stron, musimy ująć ją zewsząd nieustępującymi ścianami. Gdy to nastąpiło, woda stawia opór; chociaż poddaje się biernie zmianom postaci, woda uporczywie sprzeciwia się próbie zmiany jej objętości (§ 3).

Wyobraźmy sobie pionową płaszczyznę  $YZ$ , poprowadzoną w łonie pewnej masy cieczy (rys. 10). Przypuśćmy, że ciecz, znajdująca się po lewej stronie płaszczyzny, wywiera ciśnienie normalne  $p$  na ciecz, znajdującą się po stronie prawej. Takie ciśnienie usiłuje ścisnąć ciecz po prawej stronie płaszczyzny; ono zmierza do zmniejszenia objętości cieczy. Masa cieczy, znajdująca się po prawej stronie płaszczyzny, sprzeciwia się, wydobywa ze siebie siły, które opierają się ścisnaniu; dlatego *równowaga cieczy jest możliwa pod działaniem normalnego ciśnienia*. Przypuśćmy teraz, że ciecz, leżąca po lewej stronie płaszczyzny  $YZ$ , wywiera ciśnienie styczne  $\pi$  na ciecz, znajdującą się po stronie prawej. Ciśnienie styczne nie

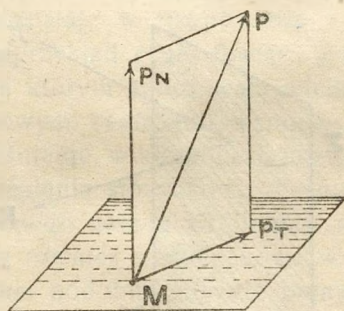


Rys. 10.

dąży do wywołania zmiany *objętości*; ono usiłuje zmienić *postać* masy, na którą jest wywierane. Owóż ciecze zmieniają postać z największą łatwością; ciecze nie znajdują w sobie sił, które mogłyby trwale sprzeciwiać się stycznemu ciśnieniu; *pod działaniem ciśnień stycznych ciecz nie może pozostawać w równowadze*.

Mówiliśmy dotychczas o zachowaniu się *cieczy* wobec ciśnień normalnych i stycznych; zachowanie się *gazów* w tym względzie nie różni się istotnie od zachowania się cieczy. Gazy są wprawdzie łatwiej ściśliwe niż ciecze; lecz ta różnica jest okolicznością podrzędną w naszym wywodzie. Co powiedzieliśmy, stosuje się zarówno do cieczy jak i do gazów, zatem wogóle do  *płynów*. Normalne ciśnienia wywołują w płynach opór sprężysty, dlatego mogą być zrównoważone; styczne nie znajdują oporu i nie mogą zostać zrównoważone. *Płyn tylko wówczas może być w równowadze, gdy w każdym jego punkcie (czy w głębi płynu, czy na zewnętrznej powierzchni) na dowolnie pomyślane przecięcie działa tylko normalne ciśnienie*. W tem twierdzeniu zawiera się fundamentalne prawo nauki o równowadze ciał ciekłych (t. zw. *hydrostatyki*) oraz nauki o równowadze gazów (t. zw. *aerostatyki*).

Ukośne ciśnienie  $p$  (rys. 11) można rozłożyć, według zasady równoległoboku sił (tom I, § 45), na dwa składowe ciśnienia: na normalne  $p_N$  i styczne  $p_T$ ; dlatego w powyższym wywodzie mówiliśmy tylko o normalnych i stycznych ciśnieniach, nie wspominając o działających ukośnie



Rys. 11.

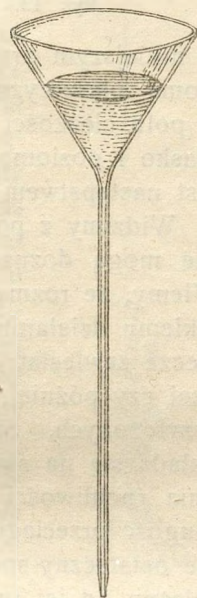
Ażeby wytłumaczyć zachowanie się cieczy wobec ciśnień normalnych i stycznych, zwróćmy się do hipotezy, którą będziemy posługiwali się niejednokrotnie w dalszych rozdziałach tej książki (por. tom I, § 100). Wyobraźmy sobie, że ciecze składają się z osobnych cząstek czyli *molekuł*; że molekuly te mogą wprawdzie przesuwac się koło siebie z łatwością, ale zbliżają się ku sobie niechętnie i trudno, jak gdyby przewyciężały wówczas jakiś opór. Możemy powziąć niejaki wyobrażenie o własnościach tak zbudowanego ośrodka, obserwu-

jąc zachowanie się miążkiego węgla albo bardzo drobno tłuczonego kamienia; takie ciała wysypują się z wozu dosyć podobnie jak woda wylewa się z kadzi. Lotne i ruchome piaski «obsypują się» łatwo, utrudniając w wysokim stopniu ziemne roboty; przy biciu szybów kopalnianych wypada też nieraz sztucznie

zestalać takie sypkie pokłady, zamrażając je mianowicie na czas roboty albo też włączając w nie rodzaj cementowego spoidła. Spróbujmy do naczynia nasypać sporo śrutu bardzo drobnego, którego ziarnka doskonale naoliwiliśmy; taki śrut naśladuje pod wielu względami zachowanie się cieczy.

### § 8. O ruchliwości ciał ciekłych.

Wykonajmy następujące proste doświadczenie. Duży lejek szklany (rys. 12) jest zaopatrzony w długą i wąską rurkę odpływową. Nalejmy wody do lejka, aż do pociągniętej na jego ścianie kreski. Pod wpływem własnego ciężaru woda wypływa przez rurkę; przyciąganie ziemi wyciąga masę wodną, która w lejku miała postać stożka, w długi i cienki walec, odpowiadający wewnętrznemu kształtowi rurki. Podobnie zachowują się inne ciecze; wszystkie ciecze  *płyną*  (§ 2), nawet pod działaniem sił słabych; ale  *rozmaite ciecze płyną z bardzo różną szybkością* . Jeżeli lejek napełnimy alkoholem, benzyną, eterem, ciecze te spłyną prędzej niż woda; oliwa, gliceryna, miód, syrop, roztwór gumy arabskiej sączą się opornie i bardzo powoli. Powiadamy, że alkohol, benzyna, eter są bardziej  *ruchliwe*  niż woda; że oliwa, gliceryna, miód, syrop, roztwór gumy są mniej ruchliwe czyli bardziej  *zawiesziste*  niż woda.

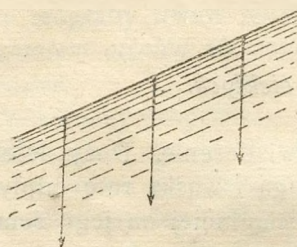


Rys. 12.

Istnieją gatunki smoły tak zawiesziste, że można je urabiać w kostki; pewna ilość takiej smoły, włoczona pod znacznem ciśnieniem do lejka (rys. 12), zacznie wprawdzie natychmiast przeciskać się ku dołowi przez rurkę, ale nawet przez krótką i dość szeroką rurkę przepęźnie dopiero po upływie kilku lub może kilkunastu lat. Podparta u końców, pałeczka laku wygina się pod działaniem własnego ciężaru, zwłaszcza w porze letnich upałów; moglibyśmy zatem powiedzieć, że lak jest cieczą nader zawieszistą.

Wstrząśnijmy nagle pewną ilość wody, nalaną do szerokiego płaskiego naczynia; przyglądajmy się uspakajaniu się wody. Przez pewien czas dostrzegamy, że powierzchnia wody kołysze się i faluje; niebawem jednak ruch ten ustaje, powierzchnia wody układa się płasko i poziomo. Rozważmy to zjawisko nie-

co dokładniej. Podczas zaburzenia powierzchnia wody nie była poziomą płaszczyzną; choćby przez chwilę elementy powierzchni musiały przybierać położenia pochyłe, jak to wyobraża rys. 13.



Rys 13.

Siła ciężkości działa zawsze na dół pionowo; zatem na ciecz, leżącą pod samą powierzchnią, działały podczas ruchu siły, do tej powierzchni ukośne. Pod wpływem takich sił ciecz nie może być w równowadze; równowaga może dopiero wówczas nastąpić, gdy powierzchnia jest położona prostopadle do kierunku sił działających;

w niniejszym przypadku wówczas, gdy ta powierzchnia jest poziomą płaszczyzną. Z twierdzenia § 7-go wynika zatem, że w polu ciężkości każda ciecz musi układać się na powierzchni płasko i poziomo; ten wniosek, który doświadczenie potwierdza, jest następstwem zasadniczego prawa hydrostatyki.

Widzimy z powyższego przykładu, że podczas zaburzeń ciecze mogą doznawać działania ciśnień ukośnych i stycznych. Wiemy, że rozmaite ciecze niejednakowo ochoczo poddają się takiemu działaniu; ciecze ruchliwe ulegają mu łatwo i szybko, ciecze zawiesiste — opornie, leniwie, marudnie. Jednakże, prędzej czy później, wszystkie ciecze są posłuszne wpływowi sił przyłożonych. Sama sobie pozostawiona, każda ciecz ciężka układa się na swobodnej powierzchni płasko i poziomo. Od stopnia ruchliwości cieczy zależy długość zaburzenia, czyli długość przeciągu czasu, który upływa, zanim ciecz uspokoi się; ale ostateczny sposób układania się cieczy w spoczynku nie jest zależny od jej ruchliwości mniejszej lub większej. Prawa hydrostatyki są zatem *identyczne* dla cieczy ruchliwych i dla zawieszistych. Zjawiska *równowagi* są we wszystkich cieczach jednokowe; zjawiska *ruchu* są w nich bardzo rozmaite.

### § 9. Sprężystość doskonała i niedoskonała; plastyczność, wytrzymałość.

W §§ 2-im i 6-ym mówiliśmy o zachowaniu się ciał stałych wobec sił, które usiłują je odkształcić. Powracamy jeszcze do tego przedmiotu.

Wyobraźmy sobie, że cienki i długi drut stalowy  $AB$  jest utwierdzony w górnym końcu swoim  $A$ , na dolnym zaś  $B$  jest obciążony działaniem ciężkiego ciała  $C$  (rys. 14). Drut wydłuża się pod wpływem ciągnięcia; wydłużenie drutu możemy odczytać na nieruchomej skali  $S$ , przy pomocy nonjusza  $N$ , połączonego z drutem w sposób niezmienny. Przypuśćmy, że drut  $AB$  ma postać walca prostego i że średnica jego poprzecznego przecięcia wynosi 1 mm; przypuśćmy, że długość odcinka  $AN$  wynosiła 2 m czyli 2000 mm w początku doświadczenia, gdy drut był poddany działaniu tylko ciężaru szalki  $D$  pustej. Kładziemy teraz 10 Kg na szalkę  $D$ ; przypuśćmy, iż dostrzegamy obniżenie się punktu  $N$ , wynoszące 1·2 mm. Dopóki obciążenie 10 Kg leży na szalce  $D$ , część  $AN$  drutu zachowuje zmienioną swą długość 2001·2 mm; pomiędzy siłą ciężkości a sprężystością drutu nastąpiła równowaga. Gdybyśmy pozostawili na szalce  $D$  obciążenie  $C$  przez czas kilku godzin, po upływie tego czasu (jeżeli temperatura drutu nie zmieniła się, zob. rozdz. II i VII) znaleźlibyśmy długość drutu tę samą. Zdejmujemy teraz obciążenie  $C$  z szalki  $D$ ; długość odcinka  $AN$  powraca do poprzedniej wartości 2000 mm i nie zmienia się nadal. Zachowanie się drutu, które tutaj poznaliśmy, nazywa się *doskonale sprężystem*. Powiadamy, że drut stalowy, który poddawaliśmy działaniu obciążenia 10 Kg, zachowywał się jak ciało doskonale sprężyste.



Rys. 14.

Zamiast stalowego, użyjmy teraz do doświadczeń drutu, wyrobionego z miedzi; przypuśćmy, że jego średnica i długość są te same jak średnica i długość drutu stalowego w doświadczeniu poprzednim. Na szalce  $D$  umieszczamy znowu ciało  $C$ , ważące 10 Kg; dostrzegamy wydłużenie przeszło 2 mm, zatem większe niż w drucie stalowym. Jednakże to wydłużenie *nie* jest stałe; jeżeli ciężar ciała  $C$  przez pewien czas wywiera na drut to samo ciągnięcie, miedziany drut *poddaje się*, mianowicie wydłuża się coraz bardziej, chociaż zawsze bardzo powoli. Powiadamy wówczas, że *przekroczyliśmy granice doskonałej sprężystości* miedzi; mówimy, że w tem do-

świadczeniu okazała się jej *niedoskonała sprężystość*. Niekiedy wyrażamy się jeszcze inaczej; powiadamy, że miedź w naszym doświadczeniu zaczyna zdradzać ślady *podatności* czyli *plastyczności*. Zdejmujemy teraz obciążenie z szalki; wówczas znaczna część wydłużenia znika natychmiast, ale nie jego całość; długość drutu nie powraca dokładnie do początkowej wartości. Powiadamy, że w tem doświadczeniu miedź doznała *trwałego wydłużenia*, które pozostaje jako pamiątka po odbytem odkształceniu.

Przypuśćmy, że takiemu samemu ciągnięciu poddajemy taki sam drut, wyrobiony z ołowiu. Początkowe wydłużenie jest jeszcze większe niż w miedzi, może wynosić naprzykład do kilkunastu milimetrów; wydłużenie to rośnie z czasem znacznie bardziej niż w miedzi. Granice doskonałej sprężystości w ołowiu są znacznie ciasniejsze niż w miedzi; po ich przekroczeniu ołów jest wyraźnie plastyczny. Jeżeli odkształcanie trwa dalej, wkrótce wydarza się nowe zjawisko: drut ołowiany nie wytrzymuje ciągnięcia, *rozrywa się*. Przekroczyliśmy tutaj granice nie tylko doskonałej sprężystości, ale i *wytrzymałości* ołowiu. Mniej więcej podobnie zachowują się cyna i cynk, ale plastyczność nie objawia się w nich tak łatwo i tak dobitnie jak w ołowiu.

Zjawiska niedoskonałej sprężystości spotykamy nie tylko wówczas, gdy wyciągamy ciała stałe, lecz również, gdy je gniemy i odginamy, gdy je skręcamy i rozkręcamy, gdy wogóle odkształcamy je w sposób, zmieniający ich postać. Odnajdujemy je we wszystkich ciałach stałych, lecz w rozmaitym stopniu. W żelazie naprzykład i w stali objawy niedoskonałej sprężystości zaledwie są dostrzegalne; natomiast w szkle zauważyć je łatwo. Skręcana i rozkręcana nić szklana zdradza wyraźnie *pamięć* odkształcenia i okazuje po niem pewne *zmęczenie*; nić kwarcowa w tych samych warunkach zachowuje się doskonale sprężyste. W kauczuku granice doskonałej sprężystości są niebywale szerokie, lecz po ich przekroczeniu mamy znów do czynienia z zawiłymi zjawiskami poddawania się, ociągania się i zmęczenia po odkształceniu.

Niektóre ciała stałe są wytrzymałe tylko w ciasnych granicach; gdy je wyciągamy, urywają i rozrywają się łatwo; gdy je uginamy, przełamują się; przekręcają się, gdy je skręcamy; pękają, kruszą i łupią się albo się zgniatają, gdy je uciskamy. O takich ciałach mówimy, że są *łamliwe*, *kruche*, *łupliwe*, wogóle

zaś *mało wytrzymałe*. Do tej klasy ciał należy naprzykład kreda, cukier, szkło, porcelana, sól kuchenna. Ponieważ ciała mało wytrzymałe nie znoszą działania sił nawet słabych, nie mamy więc zazwyczaj możliwości zapoznania się z ich doskonałą lub niedoskonałą sprężystością.

Metale naogół są wytrzymałe; stal, żelazo, platyna, mosiądz są stosunkowo nader wytrzymałe. Zdarza się nieraz, że wobec działających nań ciśnień lub ciągnięć metal jest jeszcze wytrzymały, ale zaczyna zarazem być nieco plastyczny; wówczas te ciśnienia albo ciągnięcia, nie naruszając jednolitości ciała, wystarczają do t. zw. «obrabiania» metalu czyli do nadawania mu pożądanej postaci. Zależnie od sposobu obrabiania, mówimy o takim metalu, że jest *kowalny*, *walcowny*, *ciągliwy* i t. p. Walcując naprzykład blaszkę złota pomiędzy stosownymi walcami lub ostrożnie rozklepując ją młotkiem, zręczny robotnik potrafi zwiększyć wielokrotnie powierzchnię blaszki a zmniejszyć nadzwyczajnie jej grubość. Przeciągając drut srebrny przez stalową płytę, zaopatrzoną w otwory stosownej średnicy, możemy drut ten wyciągać w nici zadziwiająco nikłego przecięcia. Takie odkształcenia odbywają się jednak dopiero pod wpływem stosunkowo znacznych ciśnień lub ciągnięć. Wiemy przecież, że monety i klejnoty, wyrobione ze złota (lub przeważnie ze złota), że naczynia, posągi i narzędzia, wykonane z brązu i innych metali (lub stopów metali), pod działaniem miernych ciśnień lub ciągnięć nie zmieniają kształtu, nawet po upływie kilku tysięcy lat. Ale pod działaniem olbrzymich ciśnień metale ciekną i płyną i zachowują się nieinaczej niż woda i oliwa pod działaniem ciśnień słabych; tego dowiodły badania różnych uczonych, jak T r e s c a, T a m m a n n i inni.

Podręczniki odróżniają zazwyczaj t. zw. *stały* od t. zw. *ciekłego* stanu skupienia materji. Z przytoczonych faktów wnosimy, że pomiędzy temi stanami niema ostrej i niewątpliwej granicy. Ciecze są już plastyczne pod działaniem najśłabszych, może znikających ciśnień i ciągnięć; ciała stałe zaczynają być plastyczne dopiero pod wpływem ciśnień lub ciągnięć ogromnych. Różnica taka jest tylko *ilościowa*. Nawet i ciecze, skoro nie są doskonale ruchliwe, nie są bezwzględnie plastyczne; i one, choć tylko przelotnie i przemijająco, są ponieważ wobec działań zewnętrznych odporne. Ostra, stanowcza granica istnieje raczej między ciekłym a *krystalicznym* stanem skupienia materji; stanem, którym zajmuje się *krystalografia*. Odkryto jednakże przed niedawnym czasem ciała ciekłe, mające niektóre własności kryształów, t. zw. *kryształy ciekłe*.

## ROZDZIAŁ DRUGI.

### O cieplnej równowadze ciał materjalnych.

#### § 10. Zjawiska cieplne. Temperatura. Termometr.

Dotykając śniegu ręką lub zanurzając ją w wodzie, czujemy, że śnieg jest zimny, że woda jest chłodna, letnia albo ciepła; w zimie zewnętrzne powietrze wydaje nam się mroźne, w lecie mówimy, że jest gorąco, że panują upały. Takie wrażenia obejmujemy w nauce ogólną nazwą *wrażeń cieplnych*. Gdy doznajemy wrażenia cieplnych, wyprowadzamy z nich wniosek, że otaczające nas ciała znajdują się w pewnych *stanach* cieplnych, że w tych ciałach odbywają się pewne cieplne *zjawiska*; takie stany i takie zjawiska wyobrażamy sobie również w warunkach, w których nie możemy bezpośrednich wrażenia cieplnych doznawać. Widząc, że nad płomieniem lampy topi się wosk, że na kuchni gotuje się woda, że żelazo w kuźni rozpala się do białości, powiadamy ogólnie, że wszystkie płomienie są bardzo gorące. Zbliżając się do ognia, czujemy, że on grzeje; gdy pod działaniem promieni słonecznych doznajemy podobnego wrażenia, domyślamy się, że słońce musi być ciałem niezmiernie rozżarzonem.

Mogliśmy już zauważyć w powyższych przykładach, że wrażenia cieplne bywają stopniowane, że niejako układają się w szereg. Woda może być lodowata, zimna, chłodna, letnia, ciepła lub gorąca; podobnie jak dom albo komin może być niski, średnio wysoki lub bardzo wysoki. Gdy budowniczy sporządza plan albo opis budynku, mierzy jego rozmiary zupełnie dokładnie. Podobnie staramy się postępować w nauce. W fizyce badamy *ilościowo* cieplne zjawiska; ustanawiamy w tym celu pojęcie, które ma być *miarą* cieplnego stanu ciał materjalnych; taką miarę nazywamy *temperaturą*.



Bezpośrednie nasze ciepłe wrażenia z różnych powodów nie wystarczają do mierzenia temperatur ciał materialnych. Przewszystkiem są mało subtelne; fizyka rozporządza znacznie czulszymi sposobami mierzenia temperatur aniżeli te, które polegałyby na bezpośrednich wskazaniach naszego zmysłu cieplnego. Nasze wrażenia ciepłe są ograniczone do szczupłego zakresu; wykraczając poza pewne granice, przeradzają się w ból, zjawisko niemal nieilościowe, ostrzegające nas tylko, że organizmowi grozi niebezpieczeństwo. Zależne wreszcie od niezmiernie zawiętego splotu warunków, które wytwarzają naszą wrażliwość, wrażenia ciepłe nie mogą być prawidłowe i proste, muszą być nieraz zawodne i złudne.

Z tomu I-go tej książki jest nam wiadomo, że wrażenia wysiłku, ciężaru, oporu, ciśnienia, ciągnięcia i inne podobne wrażenia nie stanowią i nie mogą stanowić podstawy, na której *dynamika* jest zbudowana; bezpośrednie nasze ciepłe wrażenia z podobnych powodów nie mogą być obrane za fundament nauki o cieplnych zjawiskach. Gdybyśmy chcieli mierzyć ciepły stan ciał za pośrednictwem cieplnych wrażeń, które te ciała na nas sprawiają, postępowalibyśmy jak ktoś, kto kinetyczną energję uderzającego go kija próbowałby mierzyć wrażeniem doznanego bólu.

Dochodzimy do wniosku, że tylko obcy ludzkiemu organizmowi przyrząd materialny może posłużyć do pomiarów temperatury dokładnych, obiektywnych i nienazbyt ograniczonych. Każdy taki przyrząd, służący do mierzenia cieplnego stanu ciał, będziemy odtąd nazywali *termometrem*. *Temperaturą* pewnego materialnego ciała będziemy nazywali ilościową miarę jego stanu cieplnego, wskazaną przez pewien umówiony, dokładnie określony termometr. Ażeby zatem pojęcie temperatury było w zupełności określone, winniśmy umówić się przedewszystkiem, według jakich zasad ma być zbudowany termometr, na którym odczytujemy temperatury. Musimy poznać w tym celu pewne twierdzenia, na których zasada się cała termometrija.

### § 11. Dwa twierdzenia o równowadze cieplnej.

Dostrzegamy codziennie, że ciała gorące mogą ogrzewać inne, chłodniejsze, przyczem same stygną; że ciała zimne mogą oziębiać cieplejsze, przyczem ogrzewają się same. Gdy zatem wprowadzamy w zetknięcie dwa ciała, których temperatury były pierwotnie niejednakowe, wyższa temperatura obniża się z biegiem

czasu, niższa podnosi się; temperatury ciał dążą wówczas do wyrównania się. Lecz gdy temperatury dwóch ciał, znajdujących się z sobą w zetknięciu, zrównały się, *przystają one wówczas się zmieniać*; mówimy w tym razie, że uważane dwa ciała znajdują się w *cieplnej równowadze* ze sobą. *Dwa ciała znajdują się ze sobą w cieplnej równowadze wówczas i tylko wówczas, gdy ich temperatury są jednakowe.* Twierdzenie to stosuje się nie tylko do równowagi cieplnej dwóch różnych ciał, lecz również i do równowagi cieplnej rozmaitych części tego samego ciała; każde ciało jest w równowadze cieplnej wówczas i tylko wówczas, gdy temperatura jest w niem *jednostajna*, czyli jednokowa we wszystkich częściach i cząstkach ciała, we wszystkich jego miejscach i punktach.

Przypuśćmy, że mamy dwa ciała *A* i *B*, które możemy wprowadzić we wzajemne zetknięcie. Na zasadzie twierdzeń, które przed chwilą poznaliśmy, możemy rozstrzygnąć, czy temperatura ciała *A* jest wyższa niż temperatura ciała *B*, czy niższa od niej, czy wreszcie obiedwie temperatury są jednakowe. Tworzymy pojęcie *różnicy temperatur* ciał *A* i *B*, powiedzmy  $[AB]$ . Jeżeli temperatury ciał *A* i *B* po zetknięciu pozostają niezmiennie, powiadamy, że różnica  $[AB]$  jest równa zeru; jeżeli po zetknięciu temperatura ciała *A* obniża się, temperatura zaś ciała *B* podnosi się, mówimy, że różnica  $[AB]$  jest dodatnia; w przeciwnym przypadku wnosimy, że różnica ta jest ujemna. Na zasadzie dotychczasowych spostrzeżeń i twierdzeń nie możemy jeszcze utworzyć pojęcia temperatury ciała *A* samej przez się, ani temperatury ciała *B* samej przez się; możemy mówić dotychczas tylko o różnicy ich temperatur.

Wyobraźmy sobie teraz, że, oprócz ciał *A* i *B*, mamy trzecie ciało *C*, które możemy wprowadzać w zetknięcie bądź z ciałem *A*, bądź z *B*. Kawałek mosiądzu jest w cieplnej równowadze z pewną ilością wody; przenosząc go do benzyny, przekonujemy się, że z benzyną znajduje się również w cieplnej równowadze. Czy woda i benzyna będą wówczas we wzajemnej cieplnej równowadze? Doświadczenie rozstrzyga to pytanie twierdząco. *Jeżeli zarówno ciało A jak ciało B (każde z osobna) jest w równowadze cieplnej z ciałem C, wówczas A i B pozostają w cieplnej równowadze nawzajem ze sobą.* Ciało *C* służy tutaj za pośrednie ogniwo, niejako za narzędzie, pomagające do porównania między sobą temperatur ciał *A* i *B*. Gdybyśmy użyli

innego ciała  $D$  za takie narzędzie, twierdzenie o równowadze cieplnej ciał  $A$  i  $B$  pozostałoby bez zmiany prawdziwe.

Wyobraźmy sobie rozumowanie następujące. Oznaczmy temperatury ciał  $A$ ,  $B$  i  $C$  przez  $T_A$ ,  $T_B$  i  $T_C$ . Mamy  $T_A = T_C$  oraz  $T_B = T_C$ ; lecz, według znanego aksjomatu rachunku, dwie wielkości, z osobna równe trzeciej, są sobie równe; wnosimy zatem, że:  $T_A = T_B$ . W takim rozumowaniu popełnilibyśmy błąd zwany *petitio principii*. Na zasadzie twierdzenia o równowadze cieplnej dwóch ciał możemy utworzyć tylko pojęcia różnic temperatury:  $[BC]$ ,  $[CA]$  i  $[AB]$ ; ale pojęć  $T_A$ ,  $T_B$ ,  $T_C$  na tej zasadzie określić jeszcze *nie* możemy. Gdy doświadczalnie stwierdzimy, że znikanie różnic  $[CA]$  i  $[BC]$  pociąga zawsze za sobą znikanie różnicy  $[AB]$ , wówczas dopiero wolno nam utworzyć pojęcie temperatur  $T_A$ ,  $T_B$ ,  $T_C$  samych przez się; wówczas dopiero wiadomo, że np. ciało  $A$  ma tylko jedną, określoną temperaturę w określonych warunkach; że np. względem ciała  $B$  nie okazuje innej temperatury aniżeli względem ciała  $C$ . Twierdzenie fizyki nie wynika tu zatem bynajmniej z aksjomatu rachunku; o słuszności tego twierdzenia przekonywa nas tylko doświadczenie.

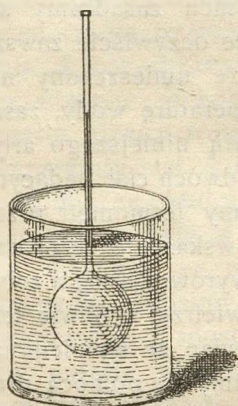
Na powyższych założeniach i określeniach zasadzamy się codzień w termometriji. Termometr wskazuje oczywiście zawsze własną swą temperaturę; gdy mówimy, że umieszczony np. w wodzie termometr wskazuje zarazem temperaturę wody, zasadzamy się *implicite* na pierwszym twierdzeniu niniejszego artykułu, na twierdzeniu o równowadze cieplnej dwóch ciał będących ze sobą w zetknięciu. Dlatego pozostawiamy termometr przez niejaki czas w wodzie, zanim czytamy jego wskazanie; czekamy właśnie, aż temperatury wody i termometru wyrównają się z sobą. Przypuśćmy, że zanurzony w wodzie, w powietrzu, w oliwie termometr wskazuje temperaturę tę samą; mówiąc, że wymienione ciała mają jednakową temperaturę, posługujemy się pomocą drugiego powyższego twierdzenia, twierdzenia o równowadze cieplnej trzech ciał, które trzema sposobami możemy wprowadzić ze sobą w zetknięcie. W każdym orzeczeniu termometrycznym zakładamy prawdziwość twierdzeń, wyłożonych w artykule niniejszym.

### § 12. Zasada termometriji, przyjęta przez Galileusza.

Wprowadzamy termometr w zetknięcie z ciałem, którego stan cieplny zmierzyć zamierzamy; termometr powinien oczywiście być tak zbudowany, ażeby można było przekonać się łatwo, czy jego temperatura podnosi się wówczas, czy też opada lub pozostaje niezmienna. Taki termometr zbudował, w końcu XVI-go stulecia,

ten sam wielki badacz, o którym niejednokrotnie wspominaliśmy w wykładzie dynamiki, Galileusz. Wiedzano o tem już w starożytności, że powietrze ogrzewane rozszerza się; że zatem można zauważyć zmiany temperatury pewnej ilości powietrza, obserwując zmiany jego objętości. Na tem spostrzeżeniu zasadza się urządzenie termometru Galileusza; za *substancję termometryczną*, jak wyrażamy się dzisiaj, Galileusz wybrał powietrze. W kilkadziesiąt lat później, jak się zdaje równocześnie we Włoszech i we Francji, zaczęto budować termometry, których substancją bywały ciecze, zwykle alkohol lub rtęć; tym sposobem wytworzył się stopniowo ów przyrząd, dzisiaj tak rozpowszechniony, *termometr rtęciowy*.

Zabarwionym dla wyrazistości alkoholem napełniamy spory balon szklany, zakończony szyjką długą i wąską (rys. 15); taki przyrząd jest termometrem, działającym na zasadzie rozszerzalności. Przypuśćmy, że balon, zanurzony w wodzie chłodnej, przybrał jej temperaturę; powierzchnia alkoholu ustanowiła się wówczas w rurce w pewnym poziomie. Przenosimy balon do wody gorącej; gdy ciała te dojdą do cieplnej równowagi, powierzchnia alkoholu w rurce stoi wyżej aniżeli stała poprzednio. Objętość alkoholu zwiększyła się zatem; ale ten pozorny przyrost objętości jest oczywiście tylko różnicą pomiędzy rzeczywistym rozszerzeniem alkoholu a rozszerzeniem szklanego naczynia czyli powiększeniem się jego pojemności. Do przedmiotu tego powrócimy w późniejszym (siódmym) rozdziale.



Rys. 15.

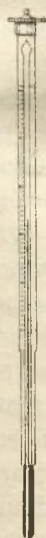
Gdy zanurzamy balon do gorącej wody, przyglądamy się uważnie powierzchni alkoholu w rurce przyrządu. Dostrzegamy, że w pierwszej chwili powierzchnia ta nieco się obniża, niebawem jednak zatrzymuje się i zaczyna szybko iść w górę. Wytlumaczenie tego zjawiska jest proste. Balon, który przedewszystkiem jest wystawiony na działanie gorącej wody, rozszerza się, zanim jeszcze alkohol począł się ogrzewać; gdy pojemność balonu się zwiększa, powierzchnia alkoholu musi opadać. Skoro alkohol zaczyna rozszerzać się, wyprzedza z nadwyżką początkowy przyrost pojemności balonu.

Na przykładzie termometru Galileusza stwierdzamy tę samą dążność umysłu ludzkiego, którą możemy zauważyć w innych dziedzinach naukowego

badania: w pomiarach ścisłych staramy się zawsze polegać na wrażeniach *wzrokowych*, od wszelkich zaś innych, niejasnych i nieuchwytnych albo wręcz kłamiwych wrażeń zmysłowych chcemy być niezależni. Nie posługujemy się naprzykład niemal nigdy w pomiarach wrażeniami zapachu lub smaku; staramy się wyrugować niedokładne i niepewne ciepłe wrażenia, a nawet stosunkowo subtelne wrażenia słuchowe. Taką ukrytą pobudką kierowali się, zapewne nieświadomie, Galileusz i jego następcy, gdy starali się oprzeć budowę termometru na cieplnej rozszerzalności ciał materialnych. W dokładnem poznawaniu zjawisk natury ufamy przedewszystkiem wskazówkom wzroku.

### § 13. Termometr rtęciowy.

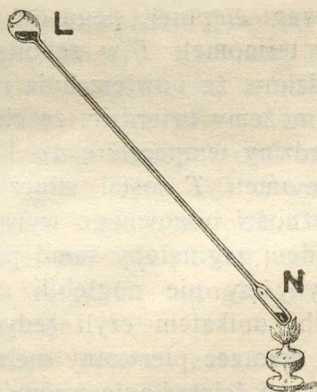
Gdy temperatura podnosi się, przyrost objętości cieczy zawartej w termometrze (rys. 15) musi zmieścić się w szyjce przyrządu. Oznaczmy przez  $V$  objętość kuli balonu czyli t. zw. *naczynia* termometru; przez  $S$  rozumiemy pole poprzecznego przecięcia rurki, przez  $h$  przemieszczenie powierzchni alkoholu w tej rurce. Ponieważ przyrost objętości  $Sh$  jest wprost proporcjonalny do  $V$ , zatem  $h$  jest wprost proporcjonalna do  $V$ , odwrotnie proporcjonalna do  $S$ . Mamy zatem dwa sposoby powiększenia czułości termometru: możemy uczynić objętość  $V$  możliwie naj-



Rys. 16.

większą albo też pole  $S$  możliwie najmniejszym. Pierwszy sposób pociągałby za sobą znaczne niedogodności; termometr, mający spore naczynie, byłby nieporęczny i gruby, nie mielibyśmy z niego nieraz żadnego pożytku. Dlatego do budowy termometrów posługujemy się raczej t. zw. *włoskowatemi* (albo *kapilarnemi*) rurkami,

których przecięcia mają pola niewielkie; używając takiej rurki, możemy zmniejszyć rozmiary *naczynia*, nie poświęcając czułości przyrządu.



Rys. 17.

Rys. 16 wyobraża czujący typ termometru rtęciowego. Ażeby naczynko wypełnić rtęcią, postępujemy metodą, którą wyjaśnia rys. 17. Nalana do małego lejka  $L$ , rtęć nie przepływa do naczynka  $N$  pod wpływem ciężkości; ażeby ją

zmusić do przepłynięcia, ogrzewamy ostrożnie powietrze w naczynku; powietrze to rozszerza się i uchodzi w postaci banieczek, które przeciskają się przez rtęć; gdy przestajemy ogrzewać, pozostałe powietrze kurczy się, ciśnienie zewnętrznego powietrza wciska wówczas nieco rtęci do naczynka. Gdy ogrzewamy powtórnie, uchodzi reszta powietrza wraz z parą gotującej się rtęci. Po ostudzeniu naczynko i rurka napełniają się rtęcią; zatapiamy wówczas rurkę w płomieniu dmuchawki. We wnętrzu tak przygotowanego termometru znajduje się tylko rtęć, która po ostudzeniu wypełnia szczelnie naczynko i małą część rurki; nad ciekłą rtęcią znajduje się tylko znikoma ilość rozrzedzonej pary rtęciowej.

#### § 14. O stałej i powszechnej skali temperatur.

Przyrząd, który opisaliśmy w artykułach poprzednich, nazywaliśmy *termometrem*; atoli, etymologicznie rzecz biorąc, nie powinniśmy byli nadawać mu tej nazwy. Nasz przyrząd w istocie *wskazuje* temperatury, ale nie pozwala ich *mierzyć*; według zasad poprawnego słownictwa powinni byliśmy nazywać go *termoskopem*. Lecz nawet jako termoskop, ten przyrząd jest niedoskonały; wskazuje wprawdzie temperatury, ale nie pozwala ich *odtwarzać*. Wyobraźmy sobie, że pewien termometr rtęciowy  $T$  zanurzyliśmy w wodzie  $W$ ; słupek rtęci, po ustaleniu się równowagi cieplnej, sięga do pewnej kreski  $a$ . Jeżeli, wprowadziwszy termometr  $T$  w zetknięcie z jakimkolwiek bądź ciałem  $C$ , widzimy, że powierzchnia rtęci zatrzymuje się znów przy kresce  $a$ , możemy twierdzić, że ciało  $C$  ma *tę samą* temperaturę (powiedzmy temperaturę  $a$ ), którą miała woda  $W$ . Gdyby jednak termometr  $T$  został stłuczony lub zagubiony, nie mielibyśmy możliwości ponownego wytworzenia temperatury  $a$ ; wraz z przyrządem zaginęłoby samo pojęcie. Termometr  $T$  jest *unikatem*; gdybyśmy nie pogłębili zasad termometrii, każdy termometr byłby unikatem czyli jedynym istniejącym okazem, podobnie jak wzorec pierwotny metra lub kilograma. Ale możemy sporządzać ściśle kopje wzorców długości i masy, kopij zaś termometrów nie możemy sporządzać lub chyba z niemalą trudnością.

Streszczamy się ostatecznie we wniosku, że (w dotychczasowym naszym pojmowaniu) termometr miałby ograniczoną doniosłość i wartość; musimy widocznie szukać w termometrii nowej zasady; musimy w niej szukać temperatur stałych, niezmiennych i tak określonych, ażeby je każdy mógł dowolnie odtwarzać. Takie temperatury nazywamy *statemi punktami termometrycznymi*. Będąc w posiadaniu takich punktów stałych, zasadzamy

na nich *skalę termometryczną* czyli układ ciągły temperatur, układ niezmienny i powszechny, układ niezależny od użytego termometru a więc odtwarzalny. Główną myśl takiej skali wskazał *Newton* w r. 1701-ym. Ażeby zrozumieć zasadę tej skali, musimy odejść chwilowo od dotychczasowego naszego przedmiotu; musimy przenieść się do nowego zakresu zjawisk i spostrzeżeń.

### § 15 O reakcjach.

Śród ciał, które nas otaczają, dostrzegamy niezliczone rodzaje i gatunki materji. Niektóre z pomiędzy tych odmian mogą przeobrażać się w inne. Z lodu możemy otrzymać wodę ciekłą; wodę ciekłą możemy przemienić w parę wodną; z wody naodwrot możemy uzyskać lód, parę wodną możemy zmusić do przekształcenia się w ciekłą wodę. Możemy zmieszać tlen z azotem lub wodę z alkoholem; z *mieszanin*, które tworzą się wówczas, możemy wyosobnić składniki. Możemy rozpuścić cukier w wodzie lub jod w alkoholu; otrzymujemy *roztwory*, z których umiemy wydobyć ciało rozpuszczone albo też rozpuszczalnik. Z tlenu możemy sporządzić ozon, z ozonu możemy powrócić do tlenu. Węgiel, sól albo siarkę możemy połączyć z tlenem; możemy sprawić, ażeby utworzone *związki* rozpadły się i oddały nam napowrót swoje składniki. W różnorodnych zatem i niezliczonych zjawiskach jedne gatunki i rodzaje materji przeradzają się w inne; takie zjawiska nazywamy ogólnie *reakcjami*. W atmosferze naszej planety, w głębi oceanów i mórz, w łonie ziemskich pokładów, w organizmach roślin, zwierząt i ludzi, w naszych mieszkaniach, warsztatach i fabrykach mnogie, różne i ważne reakcje odbywają się nieustannie.

Reakcje materji są poddane pewnym prawom zasadniczym; znamy już jedno, zwane *zasadą zachowania masy* (§ 38 tomu I-go). Według tego prawa, jak wiemy, suma mas wszystkich ciał, uczestniczących w jakiegokolwiek reakcji, pozostaje niezmienna. Inne prawa reakcyj poznamy w niniejszym tomie tej książki.

Podług wielu podręczników, wypada odróżniać *fizyczne* od *chemicznych* reakcyj. Istotnie, prawa reakcyj materji musimy studjować w dwóch siostrzanych naukach, w fizyce i w chemji. Topienie się lodu nazywamy pospolicie fizyczną, palenie się siarki nazywamy chemiczną reakcją. Ale ten podział jest

nam tylko z praktycznych względów potrzebny; co do istoty rzeczy jest dowolny, powierzchowny i sztuczny. Istnieje mnóstwo reakcyj, o których nie można zasadnie powiedzieć, czy powinny zaliczać się do fizycznych, czy do chemicznych reakcyj. Pytanie tak postawione jest próżne. W nieograniczonej rozmaitości swoich objawów przyroda nie troszczy się o ludzkie podziały. Prawdziwe, głębokie prawa tak zwanych fizycznych i tak zwanych chemicznych reakcyj są identyczne.

### § 16. Równowaga wody i lodu. Zero Celsjusza.

Jako prosty przykład materjalnej reakcji możemy przytoczyć zjawisko *topienia się* wraz z przeciwnem mu zjawiskiem *zamarzania* albo *krzepnięcia*.

Umieścimy w naczyniu pewną ilość śniegu lub potłuczonego lodu i dolejmy nieco wody; włóżmy termometr rtęciowy do mieszaniny i mieszajmy ją łagodnie. Powierzchnia rtęci w termometrze stoi wówczas niezmiennie w pewnej wysokości. Temperaturę, którą ma lód topiący się lub woda marznąca na wolnem powietrzu, przyjęto nazywać *zerem Celsjusza*; temperaturę tę wskazuje zatem termometr, umieszczony we wspomnianej mieszaninie. Spróbujmy do mieszaniny dodawać albo odejmować od niej lodu; spróbujmy jej dodawać lub ujmować wody. Dopóki zarówno woda jak lód są obecne w mieszaninie, termometr wskazuje w niej niezmiennie zero Celsjusza. Spróbujmy wstawić mieszaninę do ciepłej wody; lód w mieszaninie zaczyna zaraz się topić, ale słupek rtęci termometru wskazuje nieruchomo zero, podnosi się zaś dopiero wówczas, gdy lód w mieszaninie stopił się całkowicie. Mieszaninę lodu i wody wstawmy do kąpieli oziębiającej (którą przyrządzamy ze śniegu i soli kuchennej); woda w mieszaninie zaczyna zamarzać, ale słupek rtęci termometru wskazuje wciąż zero, opada zaś dopiero wówczas, gdy woda w mieszaninie całkowicie zamarzła. A zatem lód może mieć temperaturę niższą niż zero Celsjusza; ale mieszanina lodu z wodą (w otwartem naczyniu, na wolnem powietrzu) nie może mieć niższej temperatury; gdy próbujemy oziębic ją niżej zera, cała zamarza. Ciekła woda może mieć temperaturę wyższą niż zero Celsjusza; ale mieszanina wody z lodem (w otwartem naczyniu, na wolnem powietrzu) nie może mieć wyższej temperatury; gdy próbujemy ogrzać ją wyżej zera, topi się cała. Zero Celsjusza jest jedyną temperaturą, którą (w warunkach naszego doświadczenia) mogą mieć zarazem: woda i lód.



Lód w mieszaninie nazwijmy *fazą stałą*; wodę w niej nazwijmy *fazą ciekłą*; te nazwy, wprowadzone do nauki przez amerykańskiego fizyka J. W. Gibbsa, są użyteczne. Powiadamy, że ów związek wodoru i tlenu, który w chemii nazywamy wodą, występuje w badanej mieszaninie w dwóch fazach, w fazie stałej i ciekłej; mieszaninę tę zatem nazwiemy *dwufazowym układem*. Poniżej zera Celsjusza możliwa jest w tym układzie tylko przemiana fazy ciekłej w stałą; przeciwna reakcja jest niemożliwa. Powyżej zera Celsjusza możliwa jest w nim tylko przemiana fazy stałej w ciekłą; przeciwna reakcja jest niemożliwa. W temperaturze zera Celsjusza obiedwie przeciwne reakcje są jednakowo możliwe; dlatego właśnie w tej temperaturze nie odbywa się żadna. *Woda i lód są w równowadze ze sobą w temperaturze zera Celsjusza*; lód wobec wody sam przez się nie topi się, woda wobec lodu sama przez się nie zamarza w tej temperaturze. W tych wszystkich twierdzeniach przypuszczamy, że układ, złożony z wody i z lodu, znajduje się w otwartym naczyniu, na wolnym powietrzu.

W układzie, złożonym z wody i z lodu, temperatura zera Celsjusza ma zatem pewne wyjątkowe własności; zazwyczaj mówimy, że temperatura ta jest *punktem topliwości* lodu a zarazem *punktem zamarzania* wody. Znamy wiele ciał, które topią się jak lód i marzną jak woda; przytaczamy jako przykłady: stearynę, parafinę, wosk, siarkę, dwusiarczek węgla, alkohol etylowy, rtęć, cynę, cynk, ołów, miedź i żelazo. Każde z tych ciał może występować w postaci fazy stałej i ciekłej; dla każdego istnieje temperatura, w której obie fazy są w równowadze ze sobą. Ale temperatury równowagi są bardzo rozmaite; leżą one nisko dla alkoholu, dwusiarczku węgla i rtęci, niewysoko dla parafiny, stearyny i wosku, bardzo wysoko dla cyny, cynku, ołowiu, dla żelaza i miedzi.

### § 17. Związek pomiędzy stałym a ciekłym stanem materji.

W poprzedzającym rozdziale mówiliśmy o odmiennem zachowywaniu się ciał stałych i ciekłych wobec zewnętrznych ciśnień i ciągnięć. Nie posługując się, w owym rozdziale, pomocą pojęcia temperatury, musieliśmy roztrząsać w nim zosobna zachowanie się ciał stałych, zosobna zachowanie ciał ciekłych, jak gdyby to były obce sobie, niczem niezwiązane kategorie ciał.

Wiemy obecnie, że niema ciał bezwzględnie stałych ani bezwzględnie ciekłych. To samo chemiczne indywiduum, zależnie od temperatury, występuje w roli ciała stałego albo ciekłego. Gdy ciało jest stałe, znajdujemy się poniżej jego punktu topliwości; ale możemy być blisko tego punktu lub od niego daleko. Gdy ciało jest ciekłe, znajdujemy się powyżej jego punktu zamarzania; ale możemy być blisko tego punktu lub od niego daleko. W pierwszym razie sprężystość ciała stałego zmienia się wyraźnie w pobliżu stanu ciekłego; w drugim ruchliwość i płynność ciała ciekłego zmienia się wyraźnie w pobliżu stanu stałego.

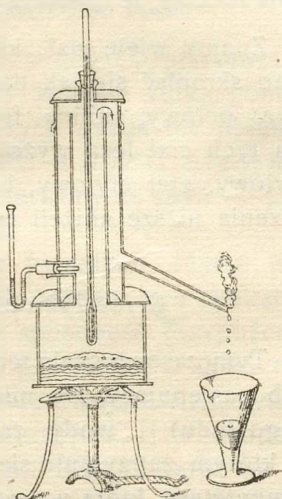
Wyobraźmy sobie na przykład, że nad miedzią, nad cynkiem, nad ołowiem, nad cyną wykonywamy, w coraz wyższych temperaturach, doświadczenia, opisane w § 9-ym. Przekonalibyśmy się wówczas, że, w miarę podnoszenia się temperatury, sprężystość wymienionych metali słabnie i zaciera się coraz bardziej; że granice ich doskonałej sprężystości cofają się i zacieśniają się szybko; że coraz mniej wątpliwa staje się ich podatność czyli plastyczność. Gdy od punktu topliwości posuwamy się ku coraz niższym temperaturom, w szkle, w żywicach i w wosku własności sprężyste wykształcają się powoli, przeciągle; jeszcze znacznie poniżej tego punktu takie ciała są miękkie, plastyczne i niejako półpłynne. W lodzie, w metalach, w krystalicznych solach przejście jest znacznie ostrzejsze; w tych ciałach zjawiska topienia się i krzepnięcia są dobitne, możemy je obserwować o wiele dogodniej.

### § 18. Woda ciekła i para wodna; punkt wrzenia.

Ponad płomieniem umieścmy otwarte naczynie, w którym znajduje się woda. Dolne warstwy wody ogrzewają się pierwsze; z powodów, które zrozumiemy niebawem, warstwy te wypływają ku górze, inne chłodniejsze zstępują w ich miejsce; woda zatem krąży w naczyniu i zwolna ogrzewa się cała. Od dna, gdzie najpierw się tworzą, odrywają się banieczki pary; biegnąc ku górze, zanikają z początku w warstwach wyższych, lecz wkrótce przenikają i przez nie i uchodzą ponad powierzchnię. W chłodnem powietrzu bańki pary skraplają się, tworząc lekką mgłę, która wznosi się ku górze. Coraz liczniej i coraz zwawiej odrywają się od dna i od ścianek bańki pary wodnej; pobudzone przez nie do drgań, naczynie zaczyna dzwonić i grać. Pękając,

bryzgając, bańki coraz mocniej szumią; pod ich wpływem woda kołtuję i przewraca się, wreszcie gotuje się, kipi albo *wre*.

Przed wystawieniem wody na działanie płomienia umieścimy w niej termometr rtęciowy (rys. 18). W miarę ogrzewania się wody słupek rtęci wydłuża się coraz bardziej. Gdy woda zaczyna wrzeć, koniec słupka zatrzymuje się w pewnym poziomie; jakkolwiek energicznie ogrzewalibyśmy dalej, słupek nie posuwa się poza ów poziom. Powiadamy, że termometr wskazuje wówczas *temperaturę* albo *punkt wrzenia* wody w otwartym naczyniu. Ponieważ woda zawiera zwykle obce (rozpuszczone) przymieszki, które wywierają wpływ na punkt wrzenia, umieszczamy zatem naczynko termometru *над* powierzchnią wody (rys. 18); termometr wskazuje wówczas temperaturę pary w sąsiedztwie gotującej się wody, ta zaś temperatura nie zależy od jakości i ilości ciał rozpuszczonych, które woda może zawierać.



Rys. 18.

Gdybyśmy powtarzali opisane doświadczenie, wykonywając je zawsze dokładnie, doszlibyśmy do wniosku, że punkt wrzenia wody w otwartym naczyniu nie jest ściśle stały, że waha się w pewnym niezbyt szerokim zakresie. Zjawisko to wyjaśnimy w jednym z późniejszych rozdziałów. Woda w tem doświadczeniu znajduje się pod wpływem atmosferycznego ciśnienia, które, jak zobaczymy, niezawsze bywa jednakowe; punkt wrzenia zależy od ciśnienia, wywieranego na wodę.

Przekonałiśmy się, że w pewnych warunkach woda może przechodzić ze stanu ciekłego w gazowy, lub przeciwnie ze stanu gazowego w ciekły; w pierwszym razie mówimy, że woda *paruje* albo *ulatnia się*, w drugim razie powiadamy, że para *condensuje się* czyli się *skrapla*. Związek wodoru i tlenu, który chemicy nazywają *wodą*, poznaliśmy zatem w *trzech* stanach skupienia: w stanie stałym, ciekłym i gazowym. Posuwając się w pojmowaniu zasad naszej nauki, będziemy rozumieli coraz jaśniej, jak łączą się ze sobą te trzy stany materji oraz czy istnieją, lub *jakie* istnieją między niemi granice.

Jeżeli woda ciekła jest w zetknięciu z parą wodną, powiadamy, że układ jest *dwufazowy*, że zawiera *fazę ciekłą* i *fazę gazową* (§ 16). Ulatnianie się cieczy, skraplanie się pary, są to reakcje materji, w istocie rzeczy podobne do topienia się ciała stałego, do zamarzania ciała ciekłego. Zobaczymy w późniejszym rozdziale, że zasadnicze prawa reakcyj są w obu razach właściwie te same.

Znamy wiele ciał, które mogą ulatniać się jak ciekła woda albo skraplać się jak para wodna. Jako przykłady przytaczamy kwas octowy, anilinę, fenol, kwas siarkowy, rtęć; punkty wrzenia tych ciał leżą wyżej aniżeli punkt wrzenia wody. Alkohol etylowy, eter etylowy, benzol, dwusiarczek węgla mają punkty wrzenia niższe aniżeli punkt wrzenia wody.

### § 19. Tymczasowa skala termometryczna.

Tymczasową skalę termometryczną możemy sporządzić w sposób następujący. Do mieszaniny czystego śniegu (lub potłuczonego lodu) i wody zanurzamy termometr rtęciowy; poziom, w którym zatrzymuje się koniec słupka, zaznaczamy kreską *zero*; temperaturę, którą wskazuje wówczas termometr, nazywamy  $0^{\circ} \text{C}$  (§ 16). Umieszczamy następnie termometr w parze wodnej, ponad gotującą się wodą, w przyrządzie, który opisaliśmy w § 18; jeżeli ciśnienie atmosferyczne podczas doświadczenia wynosi jedną atmosferę (zob. rozdz. IV-ty), temperaturę, odczytaną w takich warunkach, nazywamy temperaturą *sto stopni* Celsjusza ( $100^{\circ} \text{C}$ ); jeżeli ciśnienie atmosferyczne nie jest równe jednej atmosferze, prowadzimy kreskę *sto* nieco wyżej lub nieco niżej aniżeli wówczas wskazuje termometr, według zasad, które objaśnimy w późniejszym (IX-ym) rozdziale. Pomiędzy poziomami kresek *zero* i *sto*, które poprowadziliśmy na rurce termometru, zawiera się w jej wnętrzu pewna *objętość*; oznaczamy ją dla zwięzłości przez  $v_{100}$ . Dzielimy objętość  $v_{100}$  na sto równych części; każda taka część będzie odpowiadała jednemu *stopniowi* skali termometrycznej. Mamy teraz skalę termometryczną; opatrzone nią termometr pozwala odczytać temperaturę prostym spojrzeniem. Wyobraźmy sobie, naprzykład, że termometr jest zanurzony w wodzie i że koniec słupka stoi wówczas na kresce 10 albo 12 albo 15; powiadamy, że temperatura wody wynosi  $10^{\circ} \text{C}$ ,  $12^{\circ} \text{C}$  albo  $15^{\circ} \text{C}$ .

Przypuśćmy na chwilę, że wewnątrz rurki termometrycznej jest dokładnie walcem prostym, którego poprzeczne przecięcie jest w każdym miejscu jedna-

kowe. Ażeby otrzymać stopnie skali termometrycznej, wystarczy wówczas podzielić *odległość* kresek «0» i «100» na sto równych części. Wnętrza rurek termometrycznych zbliżają się rzadko dostatecznie dokładnie do postaci walca prostego; wypada zatem zazwyczaj *kalibrować* rurkę t. j. wymierzać na niej odstępy, odpowiadające równym objętościom wewnętrznego kanału.

Sporządziwszy skalę pomiędzy  $0^{\circ}\text{C}$  a  $100^{\circ}\text{C}$ , przedłużamy ją w obie strony; dzielimy mianowicie wnętrze rurki, poniżej  $0^{\circ}\text{C}$  i powyżej  $100^{\circ}\text{C}$ , na części, z których każda ma objętość  $0.01 v_{100}$ , taką samą, jaka pomiędzy  $0^{\circ}\text{C}$  a  $100^{\circ}\text{C}$  odpowiada jednemu stopniowi. Tym sposobem wyznaczamy na skali: —  $1^{\circ}\text{C}$ , —  $2^{\circ}\text{C}$  i t. d. oraz  $101^{\circ}\text{C}$ ,  $102^{\circ}\text{C}$  i t. d.

Zastanówmy się nad następującem pytaniem. Mamy dwa termometry, termometr *A* i termometr *B*; każdy z nich opatrzony jest skalą, którą sporządzono opisanym sposobem. Przypuśćmy, że rtęć i szkło w obu termometrach są jednakowe i mają rozszerzalność dokładnie tę samą; ale *postać* i *objętość* naczynek i rurek są zgoła odmienne. W temperaturze  $0^{\circ}\text{C}$  i w temperaturze  $100^{\circ}\text{C}$  termometry *A* i *B* zgadzają się niewątpliwie ze sobą; czy jednak zgadzają się również np. w  $18^{\circ}\text{C}$  lub w  $72^{\circ}\text{C}$ ? Innemi słowy: czy *postać* i *objętość* naczynka lub rurki nie wywiera wpływu na wskazania termometru? Oznaczmy przez  $v_t$  objętość, która zawiera się, w temperaturze  $t^{\circ}\text{C}$ , pomiędzy kreskami 0 i  $t$ , w wewnętrznym kanale rurki termometru. Z określenia odczytanej na termometrze temperatury  $t$  wynika, że mamy

$$1. \quad t : 100 = v_t : v_{100}$$

Od czego zależą rozszerzenia  $v_t$  i  $v_{100}$ ? jedynie tylko od objętości (powiedzmy  $V_0$ ), którą zajmuje rtęć termometru, w  $0^{\circ}\text{C}$ , w naczynku i w części rurki, sięgającej do kreski zero. Jeżeli zmienimy *postać* naczynka i rurki ale objętość  $V_0$  nie zmieni się, rozszerzenia  $v_t$  i  $v_{100}$  nie zmienią się wcale. Jeżeli zmienimy  $V_0$ , obadwa rozszerzenia  $v_t$  i  $v_{100}$  zmienią się w tym samym stosunku, iloraz ich zatem  $v_t : v_{100}$  zachowa poprzednią swą wartość. Widzimy zatem z proporcji (1), że termometry *A* i *B* we wszystkich temperaturach zgadzają się ze sobą.

Skala termometryczna, którą zbudowaliśmy opisanym sposobem, jest oparta na *pozornej* rozszerzalności rtęci, ogrzewanej w szklanem naczyniu; skala ta zatem zależy nie tylko od rozszerzalności rtęci, lecz również od rozszerzalności szkła termometru. Czysta rtęć ciekła, pod określonym ciśnieniem, ma zawsze tę samą rozszerzalność między danymi dwiema temperaturami; ale rozszerzalność szkła bywa nieraz nieco odmienna w dwóch różnych gatunkach szkła, na-

wet w dwóch różnych egzemplarzach termometrów, wyrobionych ze szkła jednakowego gatunku. Co więcej, rozszerzalność danego szklanego przyrządu niezawsze jest jednakowa; zmienia się ona z wiekiem termometru, w świeżo wykończonym zwykle dość szybko, w oddawna sporządzonym zmienia się powoli. Nauczono się jednakże obecnie wyrabiać gatunki szkła, w których rozmaitość i zmienność cieplnych własności jest niemal zupełnie zniesiona.

Jeżeli posiadamy termometr rtęciowy, którego rozszerzalność nie zmienia się z czasem, możemy porównać go z pewnym termometrem *normalnym*, umieszczając obadwa w stosownej kąpeli przez czas dostateczny. Termometr rtęciowy służy wówczas tylko za *termoskop*; pokazuje on tylko, że przybrał napowrót pewną temperaturę, tę samą, którą miał kiedyś poprzednio. W tej roli termometr rtęciowy jest bardzo dogodnym i użytecznym narzędziem; lecz ponieważ, posługując się nim w taki sposób, w istocie zaniechaliśmy już jego skali, musimy więc wówczas zasadać pomiary termometryczne na innej skali, na skali normalnego termometru. W późniejszym rozdziale zobaczymy, w jaki sposób ustanowiono w fizyce skalę normalnego termometru.

Dopóki nie mierzymy temperatur, lecz je tylko rozpoznajemy czyli utożsamiamy termoskopowo, dopóty ich zwykłe symbole (np.  $25^{\circ}\text{C}$  lub  $-5^{\circ}\text{C}$ ) są tylko dowolnymi znakami, podobnie jak litery alfabetu lub porządkowe numery domów miejskich w ulicy. Symbole te nie mają więc wówczas własności arytmetycznych lub algebraicznych wielkości; niedorzeczne byłoby naprzykład pytanie, ile wynosi suma  $12^{\circ}\text{C} + 13^{\circ}\text{C}$  albo iloczyn  $15^{\circ}\text{C} \times 3$ .

### § 20. O roztworach.

Mamy 100 gr wody w szklance, w temperaturze  $20^{\circ}\text{C}$ . Wsypujemy do wody kilka gramów soli kuchennej NaCl. Powstaje roztwór, na pozór jednolity, w którym niepodobna odróżnić wzrokiem cząstek soli; ale obecność ich zdradza się w smaku. Gdybyśmy wrzucili do wody 10, 20, nawet 30 gr soli, cała ta ilość rozpuściłaby się w  $20^{\circ}\text{C}$  w 100 gr wody; lecz gdybyśmy usiłowali rozpuścić 50 gr, próba nie powiodłaby się; 100 gr wody w  $20^{\circ}\text{C}$  rozpuszcza najwyżej 35·8 gr NaCl. Roztwór, zawierający 35·8 gr NaCl na 100 gr wody, w  $20^{\circ}\text{C}$ , jest *nasycony*.

Możemy sprawdzić ten wniosek w sposób następujący. W wyższej temperaturze woda może rozpuścić więcej soli niż w pokojowej; 100 gr wody w  $60^{\circ}\text{C}$  rozpuszcza do 37·0 gr NaCl, w  $70^{\circ}\text{C}$  rozpuszcza do 37·5 gr NaCl. W stygnącym roztworze cała ilość soli nie może pozostać rozpuszczona; skoro roztwór powróci do temperatury  $20^{\circ}\text{C}$ , nadmiar soli wydzieli się w postaci kryształków, w roztworze zostaje, jak wyżej, 35·8 gr NaCl na 100 gr wody.

Wyobraźmy sobie układ dwufazowy następujący: pierwsza faza składa się z soli stałej NaCl; drugą stanowi ciekły roztwór

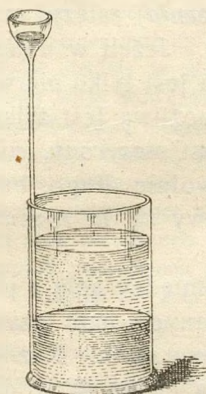
tej soli w wodzie. Sól kuchenna występuje w tym układzie w dwóch stanach: w fazie stałej jest czystą solą nierozpuszczoną, w fazie ciekłej jest rozpuszczona w wodzie. Dwie reakcje są możliwe w układzie: sól może rozpuszczać się w roztworze lub przeciwnie może wydzielać się z roztworu. Od temperatury i od zawartości soli w roztworze (czyli od jego *stężenia*) zależy, czy odbywa się pierwsza, druga czy żadna reakcja. Jeżeli w danej temperaturze roztwór jest *nienasycony*, możliwa jest tylko pierwsza reakcja; jeżeli roztwór jest *przesycony*, możliwa jest tylko druga; jeżeli roztwór w danej temperaturze jest *nasycony*, nie odbywa się żadna; obie fazy mogą trwać dowolnie długo, bez zmiany, w zetknięciu ze sobą, lub innymi słowy są *w równowadze*.

Prawa reakcyj, które mogą odbywać się pomiędzy solą a jej roztworem, są, jak widzimy, podobne do znanych nam praw parowania i skraplania się, topienia się i zamarzania. Każdy z trzech następujących układów: (I) lód + woda ciekła (II) woda ciekła + para wodna (III) sól + roztwór jej w wodzie — jest dwufazowy; w każdym możliwe są dwie przeciwne reakcje. W każdym istnieje temperatura, w której fazy są w równowadze ze sobą. Prawa zjawisk we wszystkich tych przypadkach są bardzo podobne. Możemy wyrazić to podobieństwo w sposób obrazowy, mówiąc na przykład, że ciekła woda rozpuszcza się w próżni i że taki roztwór jest parą wodną.

### § 21. O dyfuzji ciał rozpuszczonych.

Rozpuszczając się w wodzie, niektóre sole (np. nadmanganian potasu, dwuchromian potasu, siarczan miedzi) dają roztwór mocno zabarwiony i gęstszy niż woda. Przygotujmy pewną ilość takiego roztworu i wlejmy ją do wysokiego, cylindrycznego szklanego naczynia (rys. 19); dodajmy następnie czystej wody w sposób bardzo ostrożny, na przykład posługując się lejkiem, zaopatrzonym w rurkę odpywową długą i cienką (rys. 19). Ponad dolną kolumną zabarwionego roztworu, nie mieszając się z nią, woda czysta układa się, tworząc drugą, górną, bezbarwną kolumnę; dostrzegamy z początku wyraźną płaską granicę pomiędzy roztworem a wodą. Pozostawmy naczynie w spoczynku, chroniąc je od wstrząśnień, od zmian temperatury i wszelkich wogóle zaburzeń. Po jakimś czasie zauważymy, że granica

między roztworem a wodą, z początku ostra, zaczyna się zacie-  
rać; roztwór powoli blednie u szczytu, woda zaś tam, gdzie jest  
w zetknięciu z roztworem, poczyną lekko się barwić, zdradzając  
obecność małej ilości soli. Cząsteczki soli przenikają zatem



Rys. 19.

z dolnej kolumny do górnej; cząsteczki wody  
muszą jednocześnie przenikać z kolumny gór-  
nej do dolnej. Obadwa zjawiska, razem wzięte,  
nazywamy *dyfuzją*. Jeżeli tuż obok siebie  
w roztworze znajdują się warstwy o większem  
i o mniejszem stężeniu, cząsteczki ciała roz-  
puszczonego dyfundują zawsze z pierwszych  
do drugich; cząsteczki rozpuszczalnika dyfun-  
dują wówczas w kierunku przeciwnym. Gdy  
roztwarzalnik, jak w powyższym przypadku,  
jest cieczą, dyfuzja jest nadzwyczaj powolnem  
zjawiskiem.

Dla przykładu przypuśćmy, że warstwa stężonego  
roztworu soli, rozlana u spodu naczynia, ma 20 cm wy-  
sokości i że nad nią znajduje się równie wysoka war-  
stwa wody czystej; nawet i po upływie pół roku zabarwienie cieczy byłoby  
widocznie jeszcze niejednostajne. Przypuśćmy, że wysokość każdej warstwy  
wynosi po 40 cm, jest więc *dwa* razy większa niż przed chwilą założyliśmy;  
będziemy musieli czekać *cztery* razy dłużej, zanim zawartość soli w całym słu-  
pie cieczy wyrówna się w tym samym stopniu przybliżenia jak w poprzednim  
przypadku.

Jeżeli dyfundujące w roztworze ciało jest bezbarwne, nie możemy śledzić  
postępu dyfuzji bezpośrednio wzrokiem; uciekamy się wówczas do pośredniego  
sposobu. Za przykładem Lorda Kelvina umieszczamy w cieczy kilkanaście  
małych, wewnątrz pustych, szklanych perełek, które toną w wodzie, pływają  
zaś po powierzchni stężonego roztworu. Perełki zatrzymują się z początku na  
graniczy zetknięcia roztworu i wody; w miarę postępu dyfuzji rozmieszczają się  
w łonie cieczy rozmaicie, albowiem (jak zobaczymy w czwartym rozdziale) każda  
perełka musi zatrzymać się w warstwie takiej gęstości, jaka samej perełce  
w przecięciu przypada. Dla poprawności doświadczenia potrzeba, ażeby woda  
i roztwór przez wygotowanie były uwolnione od rozpuszczonego w nich zwy-  
kłe powietrza.

Oddawna było wiadomo, że rtęć może dyfundować przez (stały) cynk  
i przez ołów. W roku 1896 wykazał Roberts-Austen, że nawet złoto, pla-  
tyna i srebro mogą dyfuzyjnie przenikać przez cynę, przez ołów i bismut.  
W temperaturach pokojowych ten proces jest nadzwyczaj powolny; w wyższych  
temperaturach staje się żywy i zwawy. Takie fakty powinny poruszyć naszą  
uwagę; musimy z nich wyprowadzić wniosek, że owa martwota, którą zwy-  
kliśmy przypisywać bryle ołowiu lub złota, jest tylko pozorem. Małe cząstki



ciał muszą być widocznie ruchliwe, nawet w stałym stanie skupienia, tem bardziej w ciekłym lub lotnym.

Jak widzieliśmy w § 20-ym, sól kuchenna, rozpuszczając się w wodzie, tworzy z nią prawdziwy *roztwór*; podobnie zachowuje się mnóstwo innych ciał. Od prawdziwych roztworów wypada odróżniać *emulsje*, *zawiesiny* oraz t. zw. *koloidalne roztwory*. Emulsja powstaje, gdy pewna ciecz jest rozproszona w innej cieczy w postaci małych kropelek; możemy ją w wielu razach otrzymać przez proste wstrząsanie. Różne żelatyny, gumy i kleje, dalej kauczuk, cement, galaretowaty kwas krzemowy — oto przykłady *kolloidów*. Tworzą one z wodą pozorne roztwory, które zajmują niejako pośrednie miejsce między prawdziwymi roztworami a emulsjami i zawiesinami. Kolloidy właściwie nie są w wodzie rozpuszczalne; ale rozdrabniają się w niej na cząstki nadzwyczaj małe, które nie osadzają się same. Rozproszone w ośrodku cząstki kolloidu nie są bezpośrednio widzialne dla wzroku nieuzbrojonego, chociaż ich obecność zdradzić możemy optycznymi sposobami, o których wspomnimy w późniejszym rozdziale; ale nie są one również chemicznymi molekułami (§ 25); od takich molekuł są zazwyczaj o wiele większe. Dlatego kolloidy dyfundują naogół znacznie powolniej niż ciała istotnie rozpuszczone w ośrodku. *Koloidalnym stanem materji* możemy wogóle nazwać wszelki stan rozproszenia, w którym rozmiary zawieszonych okruszyn są większe od molekularnych, mniejsze od makroskopowych rozmiarów.

Żywe istoty są zbudowane przeważnie z kolloidów; nauka o własnościach kolloidów ma więc pierwszorzędną doniosłość dla biologji i umiejętności lekarskich. Dla fizyka nadzwyczaj interesujące są koloidalne pseudo-roztwory metali. Powstająca w łuku elektrycznym para metalu, zagęszczając się w wodzie, tworzy (jak odkrył Bredig) roztwór koloidalny; w taki sposób otrzymujemy na przykład pięknie czerwony pseudo-roztwór złota w wodzie.

Każdy ośrodek, który nie rozpuszcza danej substancji ale sprzyja jej rozproszeniu, może wytworzyć jej roztwór koloidalny. Sól kuchenna rozpuszcza się w wodzie, ale naprzykład w benzolu zachowuje się jak kolloid. Ośrodek przytem niekoniecznie musi być cieczą; tak zwane szkło rubinowe jest stałym roztworem koloidalnym złota; szafir, ametyst i opal są podobnie stałymi roztworami koloidalnymi. Mgłę możemy poczytywać za roztwór koloidalny gazowy; w zwykłej mgle cząstki wody tworzą się dokoła stałych małych ziarenek, np. organicznych pyłków lub cząstek węgla, unoszących się w powietrzu.

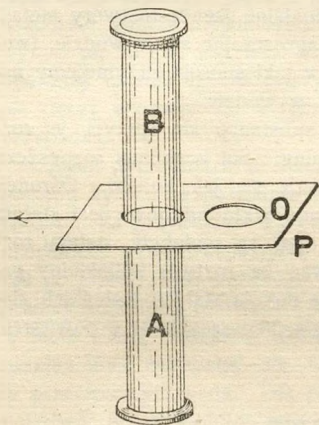
## § 22. O dyfuzji gazów.

Wiemy, że woda wysycha z otwartego naczynia; jeszcze szybciej wysycha alkohol lub eter. W każdej sekundzie, dzięki ułatwianiu się cieczy, tworzy się pewna ilość pary, która dyfunduje w powietrze, poczem nowa ilość pary powstaje przez dalsze parowanie; dlatego przewiew powietrza przyśpiesza wysychanie. Wiemy, że niektóre gazy mają zapach mocny, swoisty; naprzykład amonjak, siarkowodór, gaz oświetlający. Jeżeli otwo-

rzymy w pokoju zbiornik, wypełniony jednym z tych gazów, uczujemy po chwili zapach nawet w pewnej odległości od zbiornika; ale przebieg dyfuzji jest powolny, jeżeli drzwi i okna w pokoju są zamknięte i temperatura jest w nim jednostajna. Widzimy zatem, że, jeżeli dwa gazy znajdują się w zetknięciu ze sobą, każdy dyfunduje w drugim gazie, podobnie jak sól albo cukier dyfunduje w wodzie.

W doświadczeniu następującem przyglądamy się bezpośrednio wzajemnej dyfuzji dwóch gazów. Na dnie sporego szklanego balonu, wypełnionego zwykłym powietrzem, składamy trzy lub cztery krople ciekłego bromu. Gęsta, ciemno-pomarańczowa para bromu rozpościera się i przewala się ociężała u spodu naczynia; do leżących nad nią warstw powietrza dyfunduje ona bardzo powoli.

Cylindryczne naczynie szklane, oznaczone literą *A* na rys. 20-ym, napełniamy gazem gęstszym niż powietrze, naprzykład bezwodnikiem węglowym, chlorem, parą bromu, czterotlenkiem azotu; w tym celu wpuszczamy powoli gaz rurką na dno naczynia *A*, gdzie on rozlewa się,



Rys. 20.

stopniowo usuwając powietrze. Gdy naczynie *A* jest napełnione, zamykamy je płytką *P*; ponad tą płytkę ustawiamy, dnem do góry, drugi walec szklany *B*, który ma to samo jak *A* poprzeczne przecięcie; walec ten *B* zawiera powietrze. Poziomo przesuwając płytkę *P*, tak, ażeby otwór *O* znalazł się pomiędzy *A* i *B*, ustanawiamy połączenie między walcami. Gęstość gazu, znajdującego się w *A*, jest większa niż gęstość powietrza w *B*; gazy mogą zatem mieszać się ze sobą tylko przez wzajemną dyfuzję, która też

dokonywa się, ale bardzo powoli. Gdy dolny gaz jest barwny, jak np. chlor lub czterotlenek azotu, śledzimy przebieg dyfuzji bezpośrednio wzrokiem. Bezwodnik węglowy jest bezbarwny; o postępach jego dyfuzji możemy przekonać się pośrednimi sposobami, polegającymi na chemicznych własnościach tego gazu.

Do dolnego naczynia *A* wprowadźmy pewną ilość chlorowodoru  $\text{HCl}$ , który rozlewa się u spodu naczynia; ponad chlorowodorem pozostawiamy warstwę powietrza. Górne naczynie *B* wypełniamy amonjakiem  $\text{NH}_3$ . Chlorowodór dyfunduje do powietrza od dołu; gdy między *A* i *B* ustanowiono połączenie, amonjak dyfunduje do powietrza od góry. Chlorowodór i amonjak spotykają się zatem i wchodzą ze sobą w reakcję; salmjak, który tworzy się wówczas, wydziela się w postaci białawej chmurki, zdradzając dyfuzję obu gazów w powietrzu.

### § 23. Ciało jednolite, jednorodne, izotropowe.

Możemy teraz podać określenia niektórych wyrazów i pojęć, któremi w dalszym ciągu będziemy się często posługiwali. Dokładnie określone pojęcia, oraz dogodne i ustalone ich nazwy dopomagają niezmiernie zwięzłości i jasności wykładu a nawet ścisłości rozumowań i wniosków.

Ciało materialne może być *jednolite* lub *niejednolite*. Nazywamy ciało jednolitem, jeżeli wszystkie jego własności są dokładnie jednakowe w jego wszystkich częściach, we wszystkich jego elementach przestrzennych (tom I, § 100). Zwykłe atmosferyczne powietrze w pokoju jest jednolite; mieszanina śniegu z wodą ciekłą jest niejednolita. Roztwór cukru w wodzie jest jednolity; układ, w którym, obok takiego roztworu, znajduje się para wodna albo cukier stały, nierozpuszczony, jest niejednolity.

Odpowiedź na pytanie, czy pewien układ jest jednolity, może wypaść rozmaicie, zależnie od stopnia subtelności sposobów naszego badania. Wymurowana ściana wydaje się zdaleka jednolita; zbliżona rozpoznajemy łatwo jej niejednorodność. Ziemia jest jednolita dla przedsiębiorcy robót ziemnych; ale dla robaczka, który ją drąży, jest niejednolita. W astronomji poczytujemy nieraz kulę ziemską za bryłę jednolitą; w geofizyce i w geologii badamy szczegółowo jej niejednorodność. Roztwór kolloidalny jest jednolity makroskopowo, lecz niejednolity mikroskopowo (lub lepiej powiedzmy *ultramikroskopowo*; wyraz ten zrozumiemy w optycznym naszym rozdziale). Według hipotez molekularnych, wszelka jednorodność materji jest prostem złudzeniem.

Gdy pojęcie ciała jednolitego jest znane, możemy podać określenie pojęcia fazy, którem posługujemy się, poczynając od § 16-go. *Fazą* nazywamy każdą przestrzennie odgraniczoną część materialnego układu, która sama w sobie jest jednolita. Tylko jednolity układ może więc być jednolity

Wyobraźmy sobie układ, złożony z pary wodnej, z ciekłej wody i z lodu; jest to układ niejednolity ale *jednorodny*, gdyż wszystkie jego fazy są utworzone z tego samego chemicznego

indywiduum. Powietrze jest jednolite ale niejednorodne; jest ono mieszaniną różnorodnych chemicznych substancyj. Mieszanki, stopy, emulsje, zawiesiny, prawdziwe i koloidalne roztwory są oczywiście niejednorodne.

Jeżeli ciało we wszystkich kierunkach zachowuje się jednako, nazywamy je *izotropowem*; w przeciwnym razie nazywamy je *anizotropowem*. W rozmaitych kierunkach ciało anizotropowe może naprzykład być rozmaicie sprężyste, rozmaicie przewodzić ciepło lub prąd elektryczny, zachowywać się różnie wobec fal świetlnych lub elektromagnetycznych. Ciecze i gazy są zwykle izotropowemi ciałami; ciała krystalicznej budowy są anizotropowe. Metale są tylko zgrubsza izotropowe; badanie mikroskopowe zdradza ich anizotropję. Ciała włókniste, jak drewno, papier, tkaniny, są oczywiście anizotropowe.

Wyobraźmy sobie, że z badanego ciała wycięto pewną cząstkę w kształcie kuli. Jeżeli ta kula, jakkolwiek ją wykręcimy, nie zdradza różnic w swych fizycznych własnościach, wówczas ciało, z którego ona pochodzi, jest izotropowe. Nikt wówczas nie może poznać z zachowania się kuli, jak była położona w ciele, z którego została wycięta.

#### § 24. O różnicy pomiędzy cieczą a gazem.

Na czem polega istotna różnica pomiędzy stanem ciekłym a stanem gazowym? Mówi się zwykle, że ciecz, jak wiadomo, może zajmować *część* naczynia, w którym jest zawarta. Woda lub alkohol może naprzykład wypełniać jedną trzecią część pojemności butelki; spoczywa wówczas, w postaci warstwy, u spodu naczynia; ponad warstwą cieczy znajduje się zwykle mieszanina powietrza i pary, tworzącej się przez ulatnianie się cieczy. Od tej mieszaniny gazowej ciecz bywa zwykle oddzielona t.zw. *powierzchnią swobodną*, która często (ale bynajmniej niezawsze) jest pozioma i płaska. Taki jest obraz, który dostrzegamy, gdy w naczyniu zawiera się ciecz. Jeżeli w naczyniu zawiera się gaz, nie tworzy się nigdzie powierzchnia swobodna; gaz umie dotrzeć do wszystkich zakątków naczynia, zapełnia wszystkie jego przedziały i części. Można zatem powiedzieć (tak uczą nas różne książki), że *ciecz* w danej temperaturze ma określoną objętość ale nie ma określonej postaci; że gaz nie ma ani określonej objętości, ani określonej postaci. Czy te twierdzenia są trafne? Rozważmy od początku całe zagadnienie.

W polu siły ciężkości ciecz, której gęstość jest większa, gromadzi się w dolnej części naczynia, para zaś i powietrze pozostają w górnej. Przypuśćmy, że w pewnym naczyniu znajduje się jednocześnie bezwodnik węglowy i powietrze. Według § 22-go bezwodnik może zajmować dolną część naczynia, powietrze zaś górną; mimo to zwykłego bezwodnika węglowego nie nazywamy cieczą; w temperaturze pokojowej nazywamy go po prostu gazem. Rozmieszczenie dwóch gazów, o którym mówimy, jest wprawdzie nietrwałe; bezwodnik dąży do rozejścia się w powietrzu przez dyfuzję. Ale woda ciekła dąży również do rozejścia się w powietrzu: najprzód przez parowanie, następnie przez dyfuzję wytworzonej pary. Istota różnicy pomiędzy cieczą a gazem *nie* leży więc w fakcie, że ciecz nie wypełnia całego naczynia a gaz je wypełnia; istota tej różnicy leży zgoła gdzieindziej. Ciecz, mogąc parować, wytwarza układ *dwufazowy*; gaz jest *jednofazowym* układem; dwufazowego układu nie powinniśmy zestawiać ani porównywać z jednofazowym; takie porównanie jest z góry skazane. Przypuśćmy, że pewna ciecz zajmuje całą objętość walca, wyobrażonego na rys. 1-ym (§ 3), pod tłokiem, że ją wypełnia doszczętnie. Wyobraźmy sobie gaz, zawarty w drugim podobnym walcu pod tłokiem. Taka ciecz i taki gaz są jednofazowymi układami; możemy je porównywać ze sobą. Do jakich wniosków prowadzi to porównanie? Prawa zachowywania się cieczy i gazu są zupełnie podobne. Jeżeli na daną masę cieczy, w danej temperaturze, wywieramy określone ciśnienie, masa ta posiada określoną objętość. Jeżeli na daną masę gazu, w danej temperaturze, wywieramy określone ciśnienie, masa ta zajmuje określoną objętość. Niema tu żadnej istotnej różnicy, prócz chyba tej, którą wskazaliśmy w § 3-im, mianowicie: ściśliwość cieczy bywa zwykle mała, ściśliwość gazów bywa zwykle duża.

Zaczynamy teraz dostrzegać odpowiedź na postawione pytanie. Pewne ciała płynne występują w jednej fazie, są więc jednolite; inne mogą występować w dwóch fazach i wówczas są niejednolite. Tlen, azot, wodór, hel, w zwykłych warunkach, w których przyrządzamy i badamy te ciała, objawiają się w jednej fazie gazowej. Woda zachowuje się inaczej; w temperaturach łatwych nam dostępnych woda może ukazywać się w dwóch płynnych fazach, w fazie ciekłej i w fazie gazowej. Alkohol etylowy i wielokrotnie inne substancje zachowuje się podobnie.

Zżyby istniały dwie różne i odrębne klasy płynów w przy-

rodzie? Bynajmniej; różnica pomiędzy jednofazowym azotem a wodą, zdolną do rozpadania się na dwie fazy, jest tylko sprawą *temperatury*. Uczony szkocki *Andrews* udowodnił w r. 1869, że każde ciało płynne *powyżej* pewnej właściwej mu temperatury tworzy zawsze tylko *jedną* fazę; *poniżej* tej temperatury ciało może dzielić się na *dwie* fazy. Taką temperaturę nazywamy *krytyczną temperaturą* danego ciała płynnego. Temperatury krytyczne tlenu, azotu, wodoru i helu leżą nadzwyczajnie nisko; temperatura krytyczna wody leży wysoko; dlatego tlen, azot, wodór i hel występują jako jednolite ciała gazowe w zwykłych warunkach naszych doświadczeń, gdy tymczasem woda może rozdzielać się na dwie fazy, ciekłą i gazową. Istota różnicy w pozornem zachowywaniu się t. zw. cieczy i t. zw. gazów sprowadza się zatem do rozmaitego położenia ich temperatur krytycznych w skali temperatur.

Uczyńmy tu jeszcze dodatkową uwagę. Gdy powiadamy, że ciecze nie mają określonej postaci, mamy oczywiście na myśli spore ilości ciał ciekłych; popadlibyśmy w sprzeczność z faktami, gdybyśmy chcieli rozciągnąć ważność takiego twierdzenia do każdej ilości cieczy, nawet bardzo maleńkiej. Nie dostrzegamy nigdy, na przykład, ażeby krople deszczu miały postać sześcianów lub ostrosłupów; krople wody miewają zwykle postać kulistą. Dotykamy tu widocznie nowych zagadnień, wchodzących w zakres t. zw. *teorii włoskowatości (kapilarności)*; wychodzą one jednak poza ramy naszego wykładu.

### § 25. O budowie materji; hipotezy atomistyczne i molekularne.

Rozmaitemi sposobami możemy dzielić ciała materjalne na części coraz mniejsze i mniejsze. Żelazo możemy spłtować na drobne opiłki, złoto rozwałcować na cieniutkie płateczki, platynę lub srebro wyciągnąć w nici i włosy, które zaledwie są dostrzegalne. Sól albo cukier możemy utłuc na proszek, mąkę możemy zemleć na pył nadzwyczaj subtelny. Jeszcze skuteczniej możemy rozdrabniać ciała pośrednimi drogami. W niektórych reakcjach chemicznych krzemionka lub magnezja strąca się w postaci proszku dziwnie miałkiego. Woda, gdy rozpuszcza kryształ cukru, musi odeń odrywać cząstki maleńkie, które są jeszcze cukrem, skoro nie przestają być słodkie. Barwę niektórych barwików rozróżniamy wzrokiem bez trudu, nawet w niezmiernie rozcieńczonych roztworach. Najmniejszy fragment soli kuchennej nadaje ostrą, pomarańczowo żółtą barwę płomieniowi palnika *Bunse*na. Maleńka odrobina piżma napełnia zapachem powietrze pokoju przez przeciąg czasu wielu tygodni. Maleńka

kropelka nadzwyczajnie rozcieńczonego roztworu fluoresceiny fluoryzuje bardzo wyraźnie.

Według A. W. Hoffmanna poznajemy łatwo barwę rozaniliny w roztworze, w którym na litr wody przypada  $10^{-5}$  grama barwika. Według Kirchhoffa i Bunsena około  $10^{-9}$  grama jakiegokolwiek związku sodu wystarcza do zabarwienia płomienia zwykłego gazowego palnika. Przyrządzone przez Faraday'a blaszki złota miały około  $10^{-9}$  cm grubości; cząstki złota, zawieszone w koloidalnych roztworach tego metalu, miewają według Zsigmondy'ego około  $10^{-7}$  cm średnicy. Reinold i Rüdcker a także Johannott przekonali się, że błonki i bańki mydlane mogą miewać około  $10^{-6}$  cm grubości; Röntgen, Devaux i Lord Rayleigh doszli do wniosku, że grubość warstwek oliwy, rozpościerających się na powierzchni wody, może wynosić od  $10^{-7}$  do  $10^{-8}$  cm.

Materja może zatem rozdrabniać się aż do rozmiarów, które są znikome dla ludzkich zmysłów. W takim stanie podziału materja jest skłonna do samowolnego ruchu, do rozpraszania się, jak to widzimy w zjawiskach dyfuzji (§§ 21 i 22). Jak cukier dyfunduje w wodzie, podobnie wodór, chlor i amonjak dyfundują w powietrzu, bezwodniku węglowym lub jakim bądź innym gazie. Jak zatem roztwór cukru składa się z odrobiny cukru, pływających w wodzie, podobnie wodór, chlor i wszystkie wogóle gazy muszą składać się z małych materjalnych okruszyn, które poruszają się w próżni; te okruszyny materji nazywamy *cząsteczkami*, *drobinami* lub *molekułami*.

Przypuśćmy, że naczynie jest napełnione wodorem. Chociażby ten gaz był napozór w zupełnym spoczynku, musimy wyobrażać sobie, że jego cząsteczki biegną przez próżnię we wszystkich możliwych kierunkach. Wiemy istotnie, że cząsteczki wodoru mogą swobodnie przenikać naprzykład przez tlen albo azot. Lecz jeżeli wodór może dyfundować przez tlen albo azot, czy podobna przypuszczać, ażeby wodór nie dyfundował przez wodór? Powróćmy do doświadczenia, opisanego w § 22-im (rys. 20) i przypuśćmy, że obadwa walce *A* i *B* są wypełnione wodorem. Gdy ustanowimy połączenie pomiędzy walcami, dolny wodór z pewnością dyfunduje do górnego wodoru, górny wodór dyfunduje niewątpliwie do dolnego wodoru, chociaż nie mamy sposobu, ażeby się o tem doświadczalnie przekonać. Zgodziwszy się na to, że w łonie każdego (nawet napozór spoczywającego) gazu odbywa się nieprzerwana wewnętrzna dyfuzja, już tem samem orzekliśmy, że cząsteczki gazu znajdują się zawsze w bezładnym ruchu, który jest właśnie istotą zjawiska dyfuzji.

Dochodzimy do tego samego wniosku, zasadzając się na prawach dynamiki. Z dolnego naczynia *A* (rys. 20) bezwodnik węglowy dyfunduje do górnego *B*, chociaż do tego ruchu nie skłania go żadna siła, podpadająca pod zmysły, chociaż siła ciężkości sprzeciwia się temu ruchowi. Zjawisko dyfuzji przeczyłoby zatem pierwszej i drugiej zasadzie New t o n a, gdybyśmy nie przypuszczali, że w łonie każdego gazu, chociażby napozór spoczywającego, odbywają się ruchy molekularne, ukryte przed naszym wzrokiem, ruchy, których jedynie skutki objawiają się widomie.

Ponieważ wzajemna dyfuzja gazów odbywa się powoli (§ 22), możnaby może sądzić, że ruchy cząsteczek gazowych są ociężałe. Lecz wniosek ten nie byłby słuszny. Jeżeli cząsteczki są maleńkie, ich liczba w każdym centymetrze sześciennym, w gzie zwykłej gęstości, musi być olbrzymia; biegnące we wszystkich kierunkach cząsteczki muszą więc spotykać się między sobą nader często, wówczas zaś muszą się załamywać lub odwracać kierunki ich biegu; chociażby zatem cząsteczki gazów poruszały się bardzo prędko, mogą posuwać się naprzód bardzo powoli. Ażeby zrozumieć własności gazów, musimy istotnie wytworzyć sobie taki obraz ruchu składających je cząsteczek.

Molekuły pary wodnej, chlorowodoru, amonjaku lub bezwodnika węglowego nie mogą być ostatecznymi cząstkami, zupełnie prostymi czyli niezłożonymi. Jak z chemji wiadomo, cząsteczka pary wodnej musi składać się z jeszcze mniejszych cząstek wodoru i tlenu, zwanych chemicznymi atomami. Cząsteczki amonjaku, bezwodnika węglowego, chlorowodoru, siarkowodoru, etylenu są podobnie układami, do których wchodzi atomy różnych pierwiastków chemicznych. Cząsteczki wodoru, tlenu, azotu są również złożone, każda zawiera dwa atomy odpowiedniego pierwiastka.

W końcu XIX-go stulecia i w obecnem XX-em dokonano w fizyce odkryć, które pozostaną długo pamiętne. Röntgen, Zeeman, J. J. Thomson, Becquerel, Piotr Curie i p. Marja ze Skłodowskich Curie, E. Rutherford i inni uczeni otworzyli przed naszym wzrokiem duchowym nowy świat zjawisk. Będziemy mogli przedstawić te wielkie zdobycze dopiero w późniejszych rozdziałach wykładu; lecz już tu wspominaemy, że dzięki nim nauka przenika już dzisiaj do wnętrza chemicznego atomu. Wiemy obecnie, że atom chemiczny jest zwykle zawiłym układem, który zawiera, prócz dodatnio naelektryzowanego, maleńkiego, masywnego jądra, nadto pewną liczbę



ujemnie naładowanych *elektronów*, cząstek znacznie mniej masowych aniżeli atomy.

Już przed dwudziestu kilku wiekami nauczał w Abderze Demokryt, że materja tylko pozornie jest jednolita i ciągła, że istnieją *atomy*, czyli jej ostateczne, niepodzielne gruzełki; w Lukrecjusza poemacie *De Rerum Natura* znajduje się wykład tej nauki, t. zw. *atomistyki*. Podobnym hipotezom hołdowało później wiele umysłów; lecz dopiero w XIX-em stuleciu przybrały one kształt jasny i ścisły, kształt matematycznej teorii; dopiero wówczas przyniosły one nauce istotny pożytek. Zapomocą hipotezy atomistycznej John Dalton w r. 1808-ym wytłumaczył prawa tworzenia się związków chemicznych; teorie chemiczne polegają odtąd przeważnie (choć nie wyłącznie) na atomistycznych zasadach. Około połowy XIX-go stulecia Clausius, Clerk-Maxwell, Boltzmann i inni uczeni stworzyli t. zw. *kinetyczną teorię materji* czyli naukę, która wyjaśnia własności ciał materialnych, zakładając, że one składają się z cząstek, poddanych prawom dynamiki. Teoria ta tłumaczyła pierwotnie, w sposób bardzo jasny i ścisły, ciepłne i dynamiczne własności materji w stanie gazowym; stopniowo rozszerzono jej zakres, stosując ją do uporządkowania i do zrozumienia różnych innych dziedzin zjawisk fizycznych. Uzupełniona (dzięki pracom Lorentza, J. J. Thomsona i innych badaczy) przez *hipotezę elektronów*, teoria atomistyczna umocniła się i rozwinęła się nadzwyczajnie; w obecnej chwili panuje ona nad rozwojem całych wielkich odłamów naszej nauki.



## ROZDZIAŁ TRZECI.

### O równowadze ciał stałych sprężystych.

#### § 26. O wydłużaniu drutów.

Widzieliśmy w § 9-ym, że stalowy drut jest sprężysty. Ażeby drut wydłużyć, musimy poddać go działaniu siły zewnętrznej; uwolniony od tego działania, drut powraca do pierwotnej długości. Takie objawy nazywamy *zjawiskami sprężystości*.

Obcując codziennie z ciałami stałymi, jesteśmy oswojeni z ich własnościami; dlatego zjawiska sprężystości nie budzą w nas zwykle zaciekawienia. A jednak te zjawiska nie są proste ani same przez się zrozumiałe. Sprężystość ciał stałych jest faktem zawiłym i dziwnym, który świadczy o grze nieznanym nam sił, ukrytych we wnętrzu materji. Zapoznawszy się z *prawami* sprężystości, możemy spodziewać się, iż dowiemy się czegoś o sposobie działania tych sił.

Na drut stalowy  $AB$  (rys. 14), utwierdzony w końcu  $A$ , działa ciężar ciała  $C$ ; oznaczając ten ciężar przez  $P$ , powiadamy, że w końcu  $B$  działa siła  $P$ . Jeżeli  $S$  jest polem poprzecznego przecięcia drutu (który uważamy za walec prosty), stosunek  $P/S$  wyraża ciągnienie, czynne w końcu  $B$ ; oznaczmy to ciągnienie przez  $p$ . Jakie odkształcenie odpowiada działaniu, którego miarą jest wartość  $p$ ? Przypuśćmy, że pierwotna długość nieobciążonego drutu wynosi  $L$ ; długość, którą drut przybiera pod wpływem obciążenia  $P$ , niechaj wynosi  $L + l$ ; *wydłużenie* drutu wynosi więc  $l$ . Czy wydłużenie  $l$  jest należyłą miarą wywołanego odkształcenia? Wyobraźmy sobie kilka drutów, wyrobionych z jednakowej stali; przypuśćmy, że pola  $S$  ich przecięć są jednakowe, że długości drutów są natomiast różne, wynoszą np.  $L$ ,  $\frac{1}{2}L$ ,  $\frac{3}{4}L$  i t. d. Poddajemy druty działaniu jednakowego obciążenia  $P$ , zatem działaniu jednakowego ciągnienia  $p$ . Wydłużenia drutów są:  $l$ ,  $\frac{1}{2}l$ ,  $\frac{3}{4}l$  i t. d.; innymi słowy, wydłużenia są proporcjonalne do pierwotnych długości. Wydłużenie  $l$  zależy zatem

od okazu drutu, od egzemplarza wybranego do doświadczeń; wydłużenie to samo przez się nie jest miarą dokonanego odkształcenia. Natomiast stosunek wydłużenia  $l$  do pierwotnej długości  $L$  nie zależy od wyboru drutu; ten stosunek jest więc właściwą miarą dokonanego odkształcenia. Stosunek ten  $l/L$  oznaczamy przez  $e$ ; nazywamy go *jednostkowym wydłużeniem*.

### § 27. Prawo Hooke'a. Moduł Younga.

Do doświadczeń wybieramy pewien drut stalowy, o długości  $L$ , o polu  $S$  poprzecznego przecięcia; poddajemy go działaniu coraz większych obciążeń, poczynając od bardzo małych (rys. 14); wystrzegamy się jednakże obciążeń zbyt znacznych, pod których wpływem stan drutu przekroczyłby granice doskonałej sprężystości (§ 9); w tych granicach chcemy w naszych doświadczeniach pozostać. Pewne ciągnięcie  $p$  wywołało w drucie jednostkowe wydłużenie  $e$ . Do umieszczonego na szalce obciążenia dodając dalsze, dodatkowe, powiększamy ciągnięcie  $p$ , przypuśćmy np. do  $12p$ ; jednostkowe wydłużenie wzrośnie wówczas do  $12e$ . *Ciągnięcie i jednostkowe wydłużenie zmieniają się w tym samym stosunku, są proporcjonalne do siebie*. Twierdzenie to zawiera się jako szczególny przypadek w t. zw. *prawie Hooke'a*, prawie, stanowiącym fundament teorii sprężystości.

W r. 1676-ym Robert Hooke podał anagramat *ceiinossttu*, w którym, jak sam później objaśnił, zawierała się związta formuła: *ut tensio sic vis*; ten szczegół charakteryzuje ówczesne zwyczaje uczonych. W dzisiejszym języku powiadamy: ciągnięcie jest proporcjonalne do odkształcenia. W przypadku, o którym mówimy, miarą odkształcenia odbywającego się w drucie jest wydłużenie jednostkowe.

Oznaczmy przez  $E$  spółczynnik proporcjonalności, czyli wielkość stałą, niezależną od  $e$  ani od  $p$ , jednakże zależną od natury substancji, z której drut jest wyrobiony. Według prawa Hooke'a mamy

$$1. \quad p = Ee$$

lub, zamiast  $p$  i  $e$  wstawiając ich wartości:

$$2. \quad \frac{P}{S} = E \frac{l}{L}$$

W teorii sprężystości nazywamy stałą  $E$  *modułem Younga*. Po-

nieważ jednostkowe wydłużenie  $e$  jest liczbą czystą, przeto moduł Younga jest wielkością tego samego rodzaju jak ciągnięcie albo ciśnienie) i wyraża się w tych samych jednostkach.

Przytaczamy wartości modułu Younga dla niektórych substancyj; wartości te, które odpowiadają temperaturom pokojowym, są przybliżone i średnie, albowiem własności sprężyste ciał stałych zależą w znacznej mierze od sposobu przyrządzenia i od stanu tych ciał, a także od obecności obcych przymieszek. Za jednostkę wybieramy w tablicy  $10^8$  dyn/cm<sup>2</sup>; jednostka ta nie różni się znacznie od jednostki 1 Kg/mm<sup>2</sup>, którą technicy posługują się często.

Stal:	21000	Jedwab:	około	650
Miedź:	11000	Szkło:	od 5000 do	8000
Srebro:	7300	Drewno:	od 30 do	1000
Ołów:	1700	Kauczuk:	od 0·05 do	0·80

Znając wartość modułu Younga dla substancji, z której wyrobiony jest drut, możemy z równania (2) obliczyć wydłużenie, które nastąpi pod działaniem danego obciążenia. Przypuśćmy na przykład, że na drucie stalowym, którego poprzeczne przecięcie ma pole 1 mm<sup>2</sup>, zawiesiliśmy ciało, ważące 21 Kg; wydłużenie drutu wyniesie około jednej tysięcznej części pierwotnej długości. Wydłużenie jednostkowe 0·001 byłoby uważane w technice za bardzo znaczne, za wyjątkowe; dozwolone w wielkich konstrukcjach stalowych wydłużenia jednostkowe wynoszą rzadko więcej aniżeli 0·0005.

Sztaby, pręty i taśmy, a także sprężyny, zachowują się podobnie jak druty i nici pod wpływem wyciągania; prawo Hooke'a stosuje się przybliżenie w tych wszystkich przypadkach.

### § 28. Poprzeczne kurczenie się przy wyciąganiu.

Sądząc z dotychczasowych wyników, moglibyśmy mniemać, że prawa wydłużania się drutów i nici są bardzo proste. Wykonajmy teraz doświadczenie, które może nas zachwiać w tem przypuszczeniu. Wybieramy ciekłą taśmę, wyrobioną z kauczuku; dla kauczuku moduł Younga jest mały, taśma wydłuża się znacznie pod działaniem słabego ciężaru. Mierzac poprzeczne wymiary ciała przed obciążeniem i po obciążeniu, przekonywamy się, że taśma, wyciągając się w kierunku długości, zarazem kurczy się w każdym poprzecznym kierunku. Stosunek poprzecznego jednostkowego skurczenia do podłużnego jednostkowego wydłużenia nazywa się *stosunkiem Poissona*; stosunek ten wynosi w kauczuku około  $\frac{1}{2}$ , w stali, w mosiądzu i miedzi wynosi około  $\frac{1}{3}$ , w szkłe około  $\frac{1}{4}$ , w korku zbliża się do zera; gdy wyciągamy podłużnie laseczkę korkową, nie kurczy się ona prawie wcale poprzecznie. Widzimy zatem, że wydłużanie się drutów, nici,

prętów, sztab albo tasiem pod działaniem podłużnego ciągnięcia jest w istocie zawiętem zjawiskiem; odkształcenie, które dokonuje się wówczas, pociąga za sobą zarazem zmianę postaci i zmianę objętości. W kauczuku zmiana objętości jest bardzo mała, w korku przeciwnie jest znaczna.

Wyobraźmy sobie walec prosty, którego długość wynosi  $L$ ; promień poprzecznego przecięcia walca niechaj nazywa się  $R$ . Pole  $S$  poprzecznego przecięcia wynosi  $\pi R^2$ ; objętość  $V$  walca wynosi  $SL$ . Zmieniamy długość  $L$  o bardzo małą wielkość  $l$ ; promień  $R$  zmienia się o bardzo małą (ujemną) wielkość  $r$ . Obliczmy zmianę  $s$  pola  $S$  oraz zmianę  $v$  objętości  $V$ ; otrzymujemy przybliżenie

$$1. \quad s = 2\pi Rr; \quad v = Sl + sL$$

Dla kauczuku stosunek Poissona wynosi  $\frac{1}{2}$ ; zatem dla tej substancji

$$2. \quad \frac{r}{R} = -\frac{l}{2L}$$

Wstawiając (2) do równań (1), otrzymujemy  $v = 0$ ; w kauczuku zmiana objętości jest bardzo mała, w przybliżeniu równa się zeru. W korku mamy przybliżenie  $r = 0$ , a zatem  $s = 0$ ; zmiana  $v$  jest wówczas możliwie największa.

#### Zadania.

1. Działaniem ciężaru 11 Kg, 12 Kg, 13 Kg wyciągamy drut stalowy, o średnicy 1.3 mm, o długości 120 cm. Obliczyć wydłużenia.

2. Drut miedziany ma tę samą średnicę i długość tę samą jak stalowy drut, o którym mowa w 1-em zadaniu; wyciągamy go działaniem tych samych ciężarów. W jakim stosunku pozostają wydłużenia tych drutów?

3. Drut mosiężny, którego poprzeczne przecięcie posiada pole 1 mm<sup>2</sup>, okazuje jednostkowe wydłużenie 0.0005 pod wpływem wyciągającego ciężaru 4.6 Kg; obliczyć moduł Younga mosiądzu.

4. Wyciąganiu, pod działaniem tego samego ciężaru, poddane są druty, wyrobione z tego samego materiału; zarówno długości jak średnice drutów mają się do siebie jak 1 : 2 : 3. W jakim stosunku pozostają wydłużenia?

5. Na drucie, który wyciągamy działaniem zawieszzonego ciężaru, umocowaliśmy trzy nonjusze (por. rys. 14) w odległości  $\frac{1}{3}L$ ,  $\frac{2}{3}L$ ,  $L$  (gdzie  $L$  długość drutu) od górnego utwierdzonego końca. Jakie wydłużenia zauważyliśmy na skali?

6. U swobodnego, dolnego końca cienkiej nici kauczukowej, której górny koniec jest nieruchomy, zawiesiliśmy ciało ciężkie  $P$ ; podniósłszy to ciało, pozwalamy mu nagle spaść ku dołowi. Zakładając, że nić nie urwała się, zapytujemy: czy największe osiągnięte wydłużenie będzie w tym razie to samo jak wówczas, gdy ciało  $P$  wisi spokojnie i tylko swym ciężarem działa na nić.

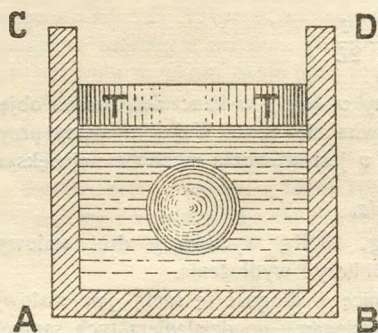
7. W przypadku, który przypuściliśmy w zadaniu 6-em, jakie drgania odbywać będzie ciało  $P$ ? W odpowiedzi na to pytanie należy wziąć za punkt wyjścia prawo Hooke'a.

8. Działając na drut ciągnięciem  $p$ , wytwarzamy w nim jednostkowe wydłużenie  $e$ . Udowodnić, że obliczona na jednostkę objętości ciała *praca* odkształcenia wynosi  $\frac{1}{2}pe$  albo  $\frac{1}{2}Ee^2$ .

9. Dany jest wałek prosty, który wyciągamy w sposób opisany w artykule niniejszym; dla substancji walca stosunek Poissona wynosi 0.25. Obliczyć zmianę  $v$  objętości walca w zależności od promienia  $R$  poprzecznego przecięcia  $l$  od wydłużenia  $l$ .

### § 29. O ściśliwości ciał stałych i ciekłych.

Czy możliwe jest odkształcenie, w którym zmieniałyby się tylko objętość, postać zaś ciała pozostawałaby niezmienna? Posługujemy się znowu przyrządem, który znamy z § 3-go: wałek  $ABCD$  (rys. 21) wypełniamy wodą lub inną cieczą, na którą



Rys. 21.

wywieramy ciśnienie przy pomocy tłoka  $TT$ ; w cieczy zanurzamy kulę, wyrobioną z miedzi, z ołowiu, ze szkła; jak wiemy, kula doznaje wówczas *normalnego* ciśnienia na całej swej powierzchni (§ 7). Przekonamy się w rozdziale następnym, że to ciśnienie jest (niemal dokładnie) *jednostajne* czyli jednakowe we wszystkich punktach powierzchni kuli. Pod działaniem takiego, normalnego i jednostajnego ciś-

nienia kula ściska się we wszystkich kierunkach jednakowo czyli jednostajnie; pozostaje więc kulą, o mniejszej objętości ale tej samej jak przedtem postaci. Oznaczmy przez  $V$  objętość kuli przed zanurzeniem do cieczy i przypuśćmy, że po wywarceniu na powierzchni normalnego i jednostajnego ciśnienia  $p$ , kula przybrała objętość  $V-v$ ; wówczas  $v$  jest *ściśnięciem* kuli, stosunek zaś  $v/V$ , który oznaczamy przez  $\theta$ , jest *jednostkowym ściśnięciem* a więc właściwą miarą dokonanego odkształcenia. W myśl prawa Hooke'a mamy

$$1. \quad p = k\theta$$

gdzie  $k$  jest współczynnikiem proporcjonalności, czyli wielkością stałą, niezależną od  $\theta$ , lecz zależną od natury substancji, z której składa się kula; tę stałą  $k$  nazywamy *modułem ściśliwości*

uważanej substancji. Im trudniej ściśliwa jest substancja, tem większego potrzeba ciśnienia  $p$ , ażeby w niej wywołać dane jednostkowe ściśnięcie  $\theta$ ; tem przeto większy wówczas jest moduł  $k$ . Ponieważ  $\theta$  jest liczbą czystą, zatem moduł ściśliwości  $k$  jest wielkością tego samego rodzaju jak ciśnienie i wyraża się w tych samych jednostkach.

Przytaczamy przybliżone i średnie wartości modułu  $k$  dla niektórych substancyj; wartości te stosują się do temperatur niezbyt różnych od pokojowych. Jak w § 27-ym, za jednostkę wybrano w tablicy  $10^8$  dyn/cm<sup>2</sup>.

Stal:	16000	Woda (15° C):	200
Miedź:	12000	Rtęć (15° C):	2500
Ołów:	760	Szkoło:	od 3600 do 7500

Zamieściliśmy dwie cieczy w tablicy, jakkolwiek mówiliśmy tutaj dotychczas o ściśliwości ciał stałych. Istotnie, ponieważ cieczy mogą znosić ciśnienia normalne i jednostajne (§ 7), przeto możemy mówić o ich ściśliwości podobnie, jak mówiliśmy o ściśliwości ciał stałych. Widzimy, że ołów jest trudniej ściśliwy niż woda, łatwiej ściśliwy niż rtęć; różnice nie są znaczne. Do ściśliwości ciał ciekłych powrócimy jeszcze w następującym rozdziale.

#### Zadania.

1. Na sześcian ołowiany, którego każda krawędź ma 10 cm długości, wywieramy ciśnienie jednostajne i normalne; jak znaczne ono być powinno, ażeby objętość ciała zmniejszyła się o 1 cm<sup>3</sup>?

2. Na litr wody w 15° C wywieramy ciśnienie jednostajne i normalne, wynoszące 6 atmosfer; jak zmieni się objętość wody? Sprawdzić twierdzenia o ściśliwości wody, podane w zakończeniu § 3-go.

3. Pod działaniem ciśnienia jednostajnego i normalnego 1200 atmosfer dokonało się w pewnej bryle jednostkowe ściśnięcie 0.01. Jaka jest wartość modułu  $k$  ściśliwości substancji, z której składa się bryła?

### § 30. O sztywności ciał stałych.

Gdy ściskamy kulę działaniem normalnego i jednostajnego ciśnienia, jej objętość zmniejsza się ale postać pozostaje niezmienna. Weźmy teraz na uwagę inne odkształcenie, w którym (wprost przeciwnie) postać ciała zmienia się ale objętość pozostaje niezmienna. Wyobraźmy sobie cienki drut stalowy albo mosiężny lub też nić szklaną albo kwarcową. Drut ten albo nić  $ab$  (rys. 22) utwierdzamy w górnym końcu  $a$ , dolny zaś koniec  $b$  łączymy z prętem  $AB$ , prostopadłym do osi  $ab$ ; na pręt  $AB$  działamy parą sił  $F, F$  (tom I, § 97). Pod działaniem przyłożonej pary sił pręt  $AB$  wykręca się dokoła osi  $ab$ , w płaszczyźnie

własnej, prostopadłej do  $ab$ . Przypuśćmy, że  $AB$  wykręca się o kąt  $\vartheta$ ; zatem najniższa warstwa drutu lub nici wykręca się o kąt  $\vartheta$ . Ta warstwa usiłuje pociągnąć za sobą warstwę sąsiednią, tuż nad nią leżącą; ta działa podobnie na następną i t. d.; w taki sposób w całym drucie lub w nici dokonywa się wykręcenie. To wykręcenie ma największą wartość  $\vartheta$  w dolnym poziomie  $b$ ; zmniejsza się, gdy posuwamy się do góry i w górnym poziomie  $a$  znika. Takie odkształcenie nazywamy *skręceniem*.



Rys. 22.

Trwałe, nieprzemijające skręcenie jest możliwe tylko w ciele stałym. Gdy, podczas skręcania, warstwa drutu lub nici usiłuje pociągnąć za sobą najbliższą górną sąsiadkę, działa na nią widocznie stycznymi siłami; normalne siły nie skłoniłyby warstwy do obrotu około osi  $ab$ ; owoż tylko ciała stałe, jak wiemy, są zdolne do wywierania i do znoszenia stycznych ciśnień lub ciągnięć (§ 7). *Sztywnem* lub *tęgim* nazywamy ciało stałe, które opiera się mocno skręcaniu; ciała *wiotkie* sprzeciwiają się słabo temu odkształceni-

niu. Stal jest nadzwyczaj sztywna; kwarc i szkło są stosunkowo dość sztywne; kauczuk jest wiotki, galarety są bardzo wiotkie. Płynny, jak wiemy, nie mają wcale trwałej sztywności.

Przez  $L$  oznaczmy długość  $ab$  nici lub drutu; za miarę skręcenia przyjmujemy stosunek  $\vartheta/L$ , który oznaczamy przez  $\tilde{\omega}$ . Przez  $M$  rozumiemy moment pary sił  $F, F$ , która wytwarza skręcenie. Według prawa Hooke'a mamy wówczas

$$1. \quad M = A\tilde{\omega}$$

gdzie współczynnik proporcjonalności  $A$  zależy od własności substancji drutu (lub nici) oraz od jego (lub jej) poprzecznych wymiarów, lecz nie zależy od  $M$  ani od  $\tilde{\omega}$ .

Do doświadczeń nad skręcaniem drutów lub nici możemy posługiwać się przyrządem, przedstawionym na rys. 23-im. Drut  $ab$ , nieruchomo pochwyciony w  $a$ , dźwiga na sobie kółko poziome  $AB$ ; naokoło tego kółka owinięte są sznurki, przerzucone przez bloczki  $r, r$ ; na końce tych sznurków działają ciężary ciał  $p, p$ . Na dolną warstwę drutu działamy zatem istotnie (jak zakłada-



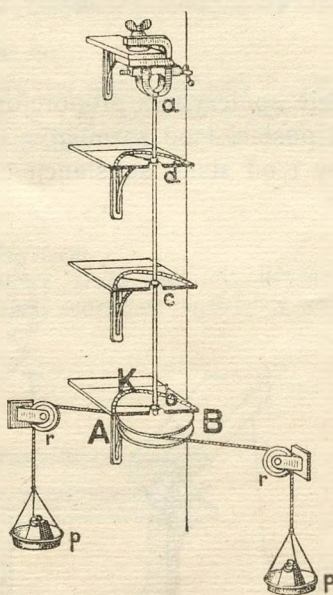
liśmy wyżej) parą sił  $p, p$ . Kąt skręcenia dolnej warstwy odczytujemy na kole  $K$  dzięki obrotowi wskazówki, przymocowanej u dołu drutu. W innych miejscach  $c, d$  znajdują się dalsze wskazówki, których obrót potwierdza, że kąt skręcenia każdej warstwy jest wprost proporcjonalny do jej odległości od punktu uchwycenia  $a$ , jak to przypuszczaliśmy w poprzednim rozumowaniu. Do opisanych tu doświadczeń nadają się doskonale druty stalowe bardzo cienkie, używane do budowy pianin i fortepianów.

Z teorii sprężystości wynika, że współczynnik  $A$ , znajdujący się w równaniu (1), jest wprost proporcjonalny do czwartej potęgi średnicy drutu. Zapomocą przyrządu, o którym była mowa, przekonujemy się, że to (z teorii wyprowadzone) twierdzenie zgadza się z doświadczeniem.

#### Zadania.

1. Badanie zjawisk skręcania walców prostych dokoła ich osi jest ważnym zagadnieniem technicznym; osi w machinach są poddane działaniu znacznych sił skręcających. Dlaczego w artykule niniejszym mówiliśmy tylko o skręcaniu  *cienkich*  drutów lub nici? dlaczego nie próbujemy wykonywać opisanych doświadczeń nad grubymi prętami? Czy przy tych doświadczeniach korzystniej jest posługiwać się długimi czy krótkimi nićmi?

2. Trzy druty, jednakowej długości, są wyrobione z tego samego materiału; ich średnice mają się do siebie jak 1 : 2 : 3. Skręcamy druty w sposób, przedstawiony w artykule niniejszym. Jeżeli kąty skręcenia, mierzone u swobodnych końców drutów, mają być jednakowe, w jakim stosunku do siebie powinny pozostawać momenty przyłożonych par sił?



Rys. 23.

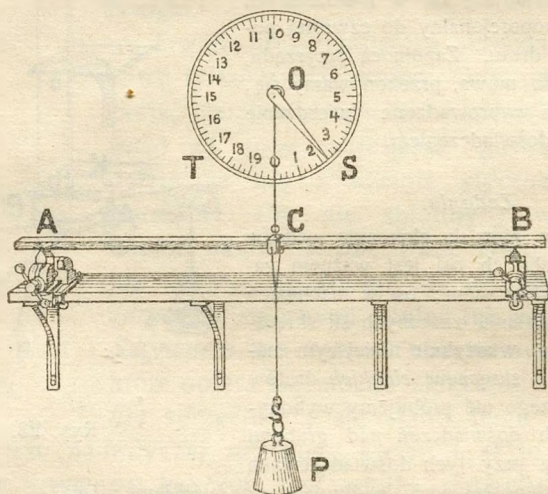
#### § 31. O gięciu.

Wyobraźmy sobie beleczkę drewnianą, opartą w punktach  $A$  i  $B$  (rys. 24) i przypuśćmy, że w środku  $C$  poddaliśmy ją działaniu ciężaru ciała  $P$ . Beleczka wygina się wówczas, środek  $C$  obniża się. Ażeby łatwiej dostrzegać i mierzyć (zwykle nieznaczne) obniżanie się środka  $C$ , łączymy  $C$  z osią  $O$  w sposób widoczny z rysunku; na osi  $O$  jest osadzona wskazówka  $S$ , biegnąca przed tarczą  $T$ ; posuwanie się punktu  $C$  ku dołowi zdradza się wówczas wyraźnie obrotem wskazówki. Oznaczmy

przez  $h$  pionowe obniżenie się punktu  $C$ , wywołane przez ciężar  $P$ ; przez  $R$  rozumiemy stałą niezależną od  $h$ . W myśl prawa Hooke'a środek  $C$  obniża się wprost proporcjonalnie do działającego ciężaru  $P$ ; mamy zatem

$$1. \quad P = Rh$$

gdzie współczynnik proporcjonalności  $R$  zależy od długości belki, od postaci i od rozmiarów jej poprzecznego przecięcia, od natury i od stanu substancji belki, ale nie zależy od  $P$  ani od  $h$ .



Rys. 24.

Wyobraźmy sobie kilka deseczek  $A, B, C, D$  i t. d., wyrobionych z tego samego rodzaju drewna; przypuśćmy, że ich przecięcia poprzeczne są prostokątami. Wyginamy wszystkie deseczki działaniem tego samego ciężaru, który przyłożony jest zawsze w środku i skierowany równoległe do wysokości deseczki (rys. 24). Oznaczmy przez  $a$  długość, przez  $b$  wysokość, przez  $c$  szerokość którejkolwiek deseczki. Z teorii sprężystości wynika, że współczynnik  $R$  deseczki jest proporcjonalny do utworzonego dla niej ilorazu  $b^3c/a^3$ , zresztą zaś zależy tylko od modułu Younga substancji deseczki. Zapomocą przedstawionego na rys. 24-ym przyrządu możemy sprawdzić przytoczone teoretyczne twierdzenie. Mierzymy obniżenie  $h$  w trzech przypadkach:

(I) Długości  $a$  deseczek są rozmaite, wysokości ich  $b$  i szerokości  $c$  są jednakowe; stwierdzamy, że obniżenie  $h$  jest wprost proporcjonalne do  $a^3$ .

(II) Wysokości  $b$  deseczek są rozmaite, szerokości ich  $c$  i długości  $a$  są jednakowe; stwierdzamy, że obniżenie  $h$  jest odwrotnie proporcjonalne do  $b^3$ .

(III) Szerokości  $c$  deseczek są rozmaite, długości ich  $a$  i wysokości  $b$  są

jednakowe; doświadczenie wykazuje, że obniżenie  $h$  jest odwrotnie proporcjonalne do  $c$ .

Weźmy na uwagę inny przypadek. Tę samą deseczkę, o prostokątnym poprzecznym przecięciu, umieszczamy (I) w położeniu I-em (rys. 25), w którym krótszy bok  $b_1$  prostokąta jest skierowany pionowo (II) w położeniu II-em (rys. 25), w którym dłuższy bok  $b_2$  prostokąta jest skierowany pionowo. Zatem

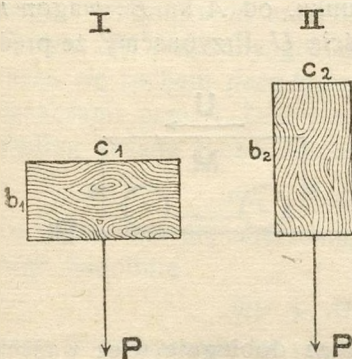
$$2. \quad c_1 = b_2; \quad c_2 = b_1.$$

Jeżeli w obu położeniach działamy na deseczkę tym samym ciężarem  $P$ , przyłożonym w środku długości i skierowanym jak  $b_1$  i  $b_2$ , wówczas z przytoczonego twierdzenia wynika, że obniżenia w położeniach I-em i II-em pozostają w stosunku

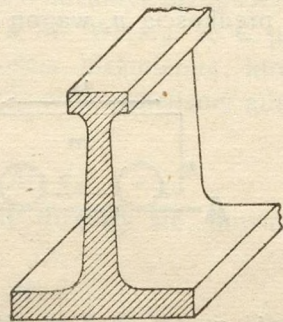
$$3. \quad h_1 : h_2 = c_1^3 : b_1^3 = b_2^3 : c_2^3$$

Wynik doświadczenia zgadza się z tem oczekiwaniem.

Powszechnie znane są żelazne albo stalowe *szyny* (rys. 26), *dźwigary* i *trawersy*, któremi technika posługuje się dzisiaj codziennie do budowy torów



Rys. 25.



Rys. 26.

kolejowych, mostów i mnóstwa innych konstrukcyj. Takie dźwigary i szyny są to belki przybliżenie prostokątnego przecięcia, zaopatrzone w poprzeczniki ochronne (t. zw. *flanse*); umieszczane bywają oczywiście zawsze w położeniu II-em rys. 25-go ( $b_2, c_2$ ). Pod działaniem sił poprzecznych dźwigary i szyny uginają się znacznie mniej aniżeli takie same belki pozbawione poprzeczników. Podobnie zachowują się *rury*; uginają się one *caeteris paribus* mniej niż walce pełne tej samej masy. Może dlatego *żdźbła*, *łodygi*, *kości* i różne inne części składowe organizmów zwierząt i roślin są rurkowate.

#### Zadania.

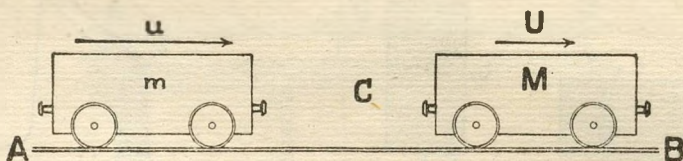
1. Mamy trzy beleczki, o prostokątnym przecięciu, wyrobione z tego samego materiału; wyginamy je działaniem tego samego ciężaru, przyłożonego w środku każdej belki, jak wyżej objaśniliśmy. W jakim stosunku pozostają obniżenia środka, gdy (1) długości (2) wysokości (3) szerokości belek mają się do siebie jak 1 : 2 : 3, pozostałe zaś dwa rozmiary, w każdym z trzech powyższych przypadków, są jednakowe ?

2. Mamy belkę prostopadłościenną, więc o prostokątnym przekrociu; umieszczamy ją, jak objaśnia rys. 24 i wyginamy w środku. Dwie ściany podłużne pionowe są prostokątami; jeden z tych prostokątów dzielimy prostymi pionowymi linjami na szereg kwadratów. Jaką postać, po odkształceniu belki, przybierze każdy kwadrat? co stąd wniesć możemy o naturze odkształcenia?

3. Belka jest podparta w  $A$  i  $B$ , wyginamy ją w środku  $C$  działaniem ciężaru  $P$  (rys. 24). Czy podstawki  $A, B$  doznają działania sił i jakich? Uważajmy część  $CB$  belki; gdybyśmy utwierdzili  $C$ , koniec zaś  $B$  był swobodny, jaką siłą powinniśmy działać na  $B$ , ażeby wywołać odkształcenie, którego w opisanym doświadczeniu doznaje część  $CB$ ?

### § 32. O uderzaniu się ciał sprężystych.

Wyobraźmy sobie dwa wagony, o masach  $m$  i  $M$ , które biegną po torze kolejowym  $AB$  (rys. 27). Przypuśćmy, że obadwa wagony biegną w tym samym kierunku, od  $A$  ku  $B$ ; wagon  $m$  z prędkością  $u$ , wagon  $M$  z prędkością  $U$ . Przypuśćmy, że prędkość



Rys. 27.

kość  $u$  jest większa niż  $U$ ; wagon  $m$  dobiegnie więc wagonu  $M$  i uderzy go z tyłu. Wyobraźmy sobie, że wagony są zaopatrzone w t. zw. *bufory*, tarcze ochronne, osadzone na silnych sprężynach. W pierwszej chwili spotkania przednie tarcze wagonu  $m$  uderzają o tylne tarcze wagonu  $M$ ; obiedwie pary sprężyn zostają mocno ściśnięte. Jaki jest przebieg spotkania? Z początku wagon  $m$  traci, wagon  $M$  zyskuje na prędkości. Nadchodzi *środkowa chwila* spotkania, ta, w której sprężyny zostały najbardziej ściśnięte i przybrały długość najmniejszą; w tej chwili wagony biegną *zgodnie*, z jednakową prędkością, jak gdyby były spięte ze sobą. Sprężyny zaczynają się wreszcie rozprężać; wówczas uciskają wstecz wagon  $m$  i jeszcze bardziej ruch jego hamują, popychają zaś naprzód wagon  $M$  i bieg jego jeszcze przyśpieszają. Przypuśćmy, że, skoro sprężyny rozprężyły się w zupełności, wówczas wagon  $m$  ma prędkość  $v$ , wagon  $M$  prędkość  $V$  w kierunku  $AB$ . Że prędkość  $V$  będzie więk-

sza niż  $v$ , że wagon  $M$  oddali się od  $m$ , wiemy o tem z doświadczenia. Czy możemy przewidzieć ściśle wartości końcowych prędkości  $v$  oraz  $V$ ?

Zaniedbajmy wszelkie opory, straty energji i tarcia, na przykład: opór, który powietrze przeciwstawia ruchowi wagonów; tarcie osi kół w łożyskach oraz powierzchni kół o szyny; wydanie głosu przy uderzeniu i z niem związany wydatek energji. Przypuśćmy, że sprężyny buforów są *doskonałe*; innemi słowy założmy, że, rozprężając się, zwracają napowrót *całą* energję, którą pochłonęły podczas kurczenia się. W tych założeniach i przybliżeniach możemy obliczyć przebieg spotkania.

Przypomnijmy sobie z rozdziału II-go tomu I-szego zasadę *ruchu środka masy*, o której krótko w ówczesnym § 44-ym wspomnieliśmy. Wyobraźmy sobie środek masy układu, złożonego z wagonów  $m$  oraz  $M$ ; jest to punkt idealny, przypuśćmy  $C$  (rys. 27), położony gdzieś między  $m$  a  $M$ . Wiemy, że  $C$  porusza się ruchem *bezwładnym*, z prędkością niezmienną, którą oznaczamy przez  $c$ . Zanim wagony uderzyły się, musieliśmy mieć, według zasady ruchu środka masy:

$$1. \quad mu + MU = (m + M) c$$

Po dokonaniu się uderzenia, gdy wagony rozeszły się, musimy mieć podobnie

$$2. \quad mv + MV = (m + M) c$$

gdzie  $c$  jest zawsze ta sama. Co więcej, widoczną jest rzeczą, że ową *wspólną* prędkością, którą wagony miały przez mgnienie oka w środkowej chwili spotkania, była właśnie prędkość  $c$ ; albowiem i podczas spotkania, nawet w chwili najsilniejszego oddziaływania sprężyn na siebie, środek  $C$  poruszał się z tą samą jak przedtem, jak potem, z niezakłóconą swoją prędkością.

Uważajmy teraz *pierwszy* okres spotkania, który trwa od jego początku aż do chwili środkowej. Ile kinetycznej energji straciły wagony w tym pierwszym okresie spotkania? Ilość ta wynosi

$$3. \quad \frac{1}{2} mu^2 + \frac{1}{2} MU^2 - \frac{1}{2} (m + M) c^2$$

albo, według równania (1), wynosi

$$4. \quad \frac{1}{2} \frac{mM}{m + M} (u - U)^2$$

Tyle kinetycznej energji straciły wagony w pierwszym okresie; tyleż potencjalnej uzyskały wówczas ściśnięte sprężyny. Zapas

potencjalnej energii, który wytworzył się w sprężynach podczas pierwszego okresu, zamienia się napowrót, w *drugim* okresie spotkania, w kinetyczną energję wagonów. Wagony w drugim okresie odzyskują napowrót ilość

$$5. \quad \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} M V^2 - \frac{1}{2} (m + M) c^2$$

kinetycznej energii, która to ilość, według równania (2), wynosi

$$6. \quad \frac{1}{2} \frac{mM}{m + M} (V - v)^2$$

Ponieważ sprężyny są doskonałe, ilości (4) i (6) są równe sobie; zatem

$$7. \quad u - U = V - v,$$

co streszcza w sobie *zasadnicze prawo uważanego zjawiska*.

Z równań (1), (2) i (7) wyprowadzamy

$$8. \quad (m + M) v = (m - M) u + 2MU$$

$$9. \quad (m + M) V = 2mu - (m - M) U$$

Równania (8) i (9) wyznaczają prędkości  $v$  i  $V$ , jeżeli masy  $m$  oraz  $M$  a także początkowe prędkości  $u$  i  $U$  są znane; równania te rozwiązują więc zadanie, które postawiliśmy sobie.

Jeżeli  $m = M$ , otrzymujemy  $v = U$  oraz  $V = u$ ; wagony, których masy są równe, *wymieniają* wzajemnie swoje prędkości. Jeżeli na przykład  $U = 0$ , wówczas  $v = 0$ ; wagon, który stał nieruchomo na torze, *zabiera* całą prędkość nadbiegającemu wagonowi; ów nadbiegający, uderzywszy, zatrzymuje się. Takiego zjawiska bywamy nieraz świadkami, przyglądając się ruchowi wagonów na stacji kolei żelaznej.

Jeżeli przeciwnie  $m$  jest niezmiernie mała w stosunku do  $M$ , wówczas z (9) otrzymujemy  $V = U$ ; masa olbrzymia  $M$  nie odczuwa znikająco słabego impulsu, którego jej drobna  $m$  udzieliła. Z (8) widzimy, że wówczas  $U$  jest średnią arytmetyczną prędkości  $u$  oraz  $v$ ; o ile więc  $u$  była większa aniżeli  $U$  przed spotkaniem, o tyleż  $v$  jest od  $U$  mniejsza po spotkaniu. Gdybyśmy przypuścili, że olbrzymia masa  $M$  spoczywa, gdybyśmy zatem założyli  $U = 0$ , otrzymalibyśmy:  $u = -v$ ; co znaczyłoby, że drobna masa  $m$  odskakuje od olbrzymiej  $M$ , której poruszyć nie może, z równą ale wprost przeciwnie skierowaną prędkością. Tak odskoczyłby na przykład od kuli ziemskiej meteoryt, zaopatrzonej w doskonałą sprężynę.

Wszystko, co tu powiedzieliśmy o kolejowych wagonach, zaopatrzonych w sprężynowe bufory, wszystko to możemy powtórzyć, bez zmiany istotnej, o dowolnych ciałach sprężystych, na przykład o kulach, wyrobionych ze szkła, ze stali, z kauczuku lub kości słoniowej; o kulach, którym pozwalamy spotykać się lub uderzać o siebie. Zamiast sprężystości buforów, jak w kolejowych wagonach, mamy wówczas sprężystość własną całego ciała, całej kuli, na przykład stalowej, rozlaną w całej jej masie. Prawa doskonałego spotkania pozostają te same.

*Zadanie.*

Prędkości  $v$  i  $V$  są dane przez równania (8) i (9) niniejszego artykułu; przypuśćmy, że tworzymy z nich następujące wyrażenia:

$$mv + MV \text{ oraz } mv^2 + MV^2$$

Czy można *a priori* powiedzieć, bez wykonywania rachunku, jaka jest wartość pierwszego i drugiego wyrażenia? Sprawdzić równania (8) i (9) przez wyrachowanie przytoczonych tutaj wyrażeń.

---

## ROZDZIAŁ CZWARTY.

### O równowadze ciał płynnych.

#### § 33. Określenie hydrostatyki i aerostatyki.

Podobnie jak w pierwszym rozdziale, *płynem* będziemy teraz nazywali ciało, które tylko wówczas może być w równowadze, gdy w każdym jego miejscu (w głębi czy na powierzchni) działa jedynie *normalne* ciśnienie (§ 7). Według tego określenia, woda jest płynem i powietrze jest płynem; ani wody ani powietrza nie możemy zachować w równowadze, działając na nie stycznymi ciśnieniami. Do płynów zaliczamy zatem zarówno *cieczę* jak *gazy*.

W rozdziale niniejszym pragniemy krótko wyłożyć prawa równowagi ciał płynnych. Naukę o równowadze cieczy nazywamy zwykle *hydrostatyką* czyli dosłownie: nauką o równowadze wody; naukę o równowadze gazów nazywamy *aerostatyką* czyli dosłownie: nauką o równowadze powietrza. Wyrazy *woda* i *powietrze* są oczywiście niewłaściwie użyte w tych nazwach; owe (na powierzchni ziemi najbardziej rozpowszechnione) substancje są tutaj wzięte za typy kategorii, do których należą: woda jest wzięta za typ cieczy, powietrze zaś za typ gazu.

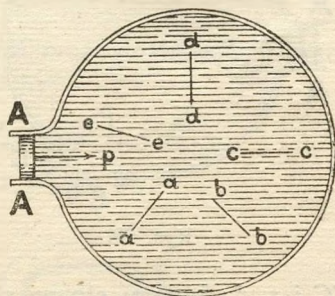
Początek hydrostatyce, o ile wiadomo, dał Archimedes, którego dzieło *Περὶ ὀρυμμένων* (O ciałach pływających) zachowało się częściowo w przekładzie łacińskim. Rzymianie nie umieli wytwarzać ciśnień w wodzie inaczej niż za pośrednictwem ciężkości; dlatego dla rozprowadzania wód musieli wznosić olbrzymie budowle, które nam się dzisiaj naiwne wydają; nie dokonali oni niemal żadnego postępu ani w teoretycznych naukach *hydrostatyce* i *hydrodynamicie* ani w praktycznej *hydraulicie*. I w tej dziedzinie (jak w tylu innych) myśl ludzka budzi się nagle



i wspaniale za czasów Odrodzenia; mnożą się luźne z początku i niepowiązane spostrzeżenia i odkrycia, aż wreszcie w XVII-ym stuleciu rozpoczyna się budowa dzisiejszej nauki o równowadze płynów. Nauka o ruchu płynów (hydrodynamika, aerodynamika) rozwijała się znacznie powolniej; nauka ta jeszcze i dzisiaj nie jest wykończona.

### § 34. Zasada Pascala.

Na pewną masę płynu, za pomocą tłoka  $AA$  (rys. 28), wywieramy normalne zewnętrzne ciśnienie; przypuśćmy, że ta masa znajduje się wówczas w mechanicznej i cieplnej równowadze. Jeżeli na tłok  $AA$ , którego pole jest  $S$ , działamy siłą  $P$ , ciśnienie  $p$ , które wywieramy, wynosi  $P/S$ . W jaki sposób przenosi się to ciśnienie  $p$ , w jaki sposób ono przenika wгłąb płynu? Wyobraźmy sobie, że uważana masa płynna została wyjęta z pod działania ciężkości, z pod działania ciężenia. Takie założenie nie jest spełnione na powierzchni ziemi i nigdzie, nawet w próżni niebieskiego przestworza, nie byłoby ściśle spełnione; i tam również cząstki płynu ciężłyby wzajemnie ku sobie. Możemy jednak z początku odwrócić uwagę od działania ciężkości oraz ciężenia; to działanie uzupełnia tylko równowagę ciśnień, którą przedewszystkiem chcemy zrozumieć; pojawiwszy prawo tej równowagi, uwzględnimy później z łatwością wpływ zakłócenia, które do niej działanie ciężkości dodatkowo wprowadza.



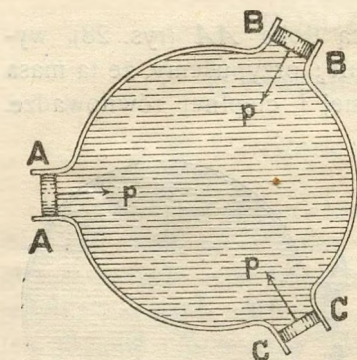
Rys. 28.

Tłok  $AA$  (rys. 28) wywiera ciśnienie normalne  $p$  na najbliższą warstwę płynu i doznaje od niej nawzajem równie znacznego, przeciwnie skierowanego, normalnego ciśnienia  $p$ . Jeżeli płyn znajduje się w mechanicznej i cieplnej równowadze, zakładamy z Pascalem (1651), że *to samo normalne ciśnienie  $p$  działa wówczas w całej masie płynu*. Wyobraźmy sobie w łonie płynu dowolne przecięcia  $aa$ ,  $bb$ ,  $cc$  i t. d. Gdziekolwiek wyobrażymy sobie takie przecięcie, jakkolwiek w danym miejscu nachylimy je lub wykręcimy, warstwy płynu, graniczące wzdłuż prze-

cięcia ze sobą, wywierają na siebie wzajemnie ciśnienia  $p$  równe sobie, skierowane przeciwnie, normalne; odległość danego przecięcia od tłka  $AA$ , postać warstw płynu, leżących między przecięciem a tłokiem, nie ma wpływu na ciśnienie, które w uznanym miejscu musi dla równowagi panować. Jeżeli wyobrazimy sobie przecięcie na zewnętrznej powierzchni płynu, twierdzenie nie przestaje obowiązywać; stosuje się ono w tym razie do obu równych, skierowanych przeciwnie i normalnych ciśnień  $p$ , które

powierzchniowa warstwa płynu oraz sąsiednia warstwa ograniczającego płyn ciała wywierają wzajemnie na siebie.

Naczynie, w którym zawiera się płyn, zaopatrmy teraz w dalsze tłoki  $BB$ ,  $CC$  i t. d. (rys. 29). Jeżeli na  $AA$  wywieramy ciśnienie  $p$  i płyn jest w równowadze, wówczas, według zasady Pascala, każdy dalszy tłok musi doznawać tego samego ciśnienia  $p$ . Połączmy ze sobą tłoki  $BB$ ,



Rys. 29.

$CC$  i t. d.; innymi słowy, zbudujmy tłok  $MM$  (rys. 30), którego pole  $S_M$  jest dowolnie większe (lub mniejsze) niż pole  $S_A$  tłka  $AA$ . Oznaczmy przez  $P_A$  siłę, którą wywieramy na tłok  $AA$ , przez  $P_M$  siłę, którą tłok  $MM$  wywiera nazewnątrz. Ponieważ

ciśnienie, wywierane przez płyn na tłok  $MM$ , jest równe ciśnieniu  $p$ , wywieranemu przez tłok  $AA$  na płyn, zatem

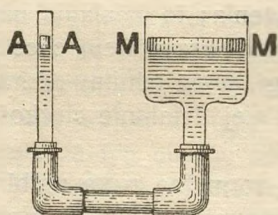
$$1. \quad P_M = pS_M; \quad P_A = pS_A$$

skąd wynika, że

$$2. \quad P_M : P_A = S_M : S_A$$

Z siły mniejszej możemy więc wytworzyć siłę większą i nawet dowolnie

wielką; masa płynna zachowuje się jak idealna dźwignia (tom I, §§ 90 i 91), która daną siłę pozwala zastąpić lub zrównoważyć przez inną, dowolnie od niej większą lub mniejszą. Możemy zatem rozmnażać ciśnienia; możemy powoływać do życia takie ciśnienia lub siły, których przedtem nie było. *Siła* nie jest



Rys. 30.

wcale czemś trwałem, niezmiennem, co niezależnie od nas działa w naturze; siła nie zachowuje się, możemy dowolnie ją stwarzać, możemy ją unicestwiać.

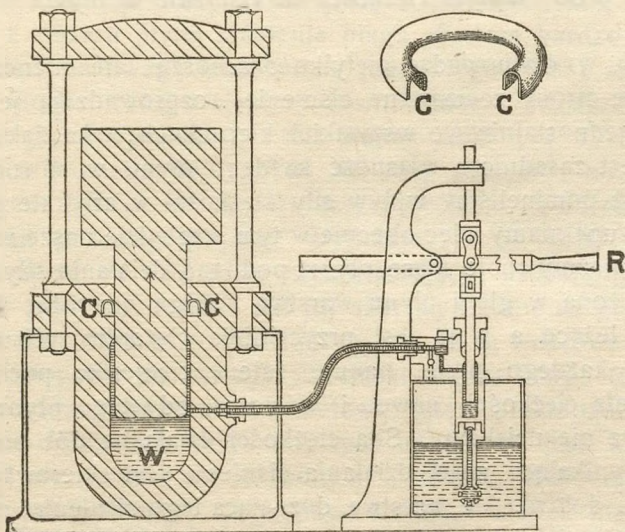
*Pracy* nie możemy dowolnie pomnażać; *energji* nie możemy wytwarzać i nie możemy jej niszczyć. Przypuśćmy, że przyrząd, wyobrażony na rys. 30-ym, jest wypełniony jakimkolwiekbyd płynem, np. wodą albo powietrzem; ten płyn znajduje się pod ciśnieniem jednostajnem i normalnem  $p$ , w równowadze. Przypuśćmy, że tłok  $AA$  posunął się wgłąb naczynia o długość  $l_A$ , tłok zaś  $MM$  wysunął się zeń jednocześnie o długość  $l_M$ . Jeżeli ciśnienie  $p$  i temperatura płynu nie doznały zmiany, objętość płynu, jak zobaczymy niebawem, musi pozostać ta sama; mamy więc

$$3. \quad S_M l_M = S_A l_A.$$

Porównajmy pracę  $W_M$ , której tłok  $MM$  może dostarczyć, z pracą  $W_A$ , wykonywaną przez tłok  $AA$ . Mamy

$$4. \quad W_M = p S_M l_M; \quad W_A = p S_A l_A$$

Z równań (3) i (4) wyprowadzamy, iż  $W_M = W_A$ .



Rys. 31.

Rys. 30 wraz z równaniem (2) wyjaśnia zasadę działania, t. zw. *prasy hydraulicznej*; o budowie tego przyrządu możemy powziąć wyobrażenie z rys. 31-go, w którym  $CC$  jest *kołnierzem*, wyrobionym ze skóry i mającym w prze-

ciąciu kształt  $\Pi$ ; mieszcząc się w stosownym wydrążeniu pierścieniem, kołnierz obejmuje tłok prasy dokoła, jak widzimy z rysunku. Gdy działamy rękojeścią  $R$ , włączamy wodę pod tłok prasy, do  $W$ ; woda pod ciśnieniem dostaje się wówczas do  $CC$ , rozpycha kołnierz od dołu i sprawia, że on coraz lepiej uszczelnia. Dopiero gdy  $Bramah$  wynalazł to urządzenie (1796), prasa hydrauliczna, szczelna nawet przy ogromnych ciśnieniach, stała się w praktyce możliwa. Na tym przykładzie widzimy, że praktyczne zastosowanie oderwanych twierdzeń nauki może być nieraz zależne od pokonania napozór drobnych i podrzędnych trudności.

Działanie prasy hydraulicznej jest uderzającym dowodem prawdziwości zasady  $Pascala$ . Innego przykładu w tej mierze dostarcza urządzenie hydraulicznych *liftów* (wydźwigów), które bywają ustanawiane w wysokich budynkach.

#### Zadania.

1. Większy tłok prasy hydraulicznej ma wywierać siłę 2500 Kg; na mniejszy tłok, jak na rys. 31-ym, działa krótsze ramię dźwigni, na której dwa razy dłuższe ramię działa siła 2 Kg. Jaki powinien być stosunek średnic większego i mniejszego tłoka?

2. Gdy mniejszy tłok prasy, opisanej w zadaniu 1-em, posunie się na dół o 12·5 cm, o ile wysunie się ku górze tłok większy? Jaka praca zostanie wówczas wykonana, jaka zostanie uzyskana na prasie?

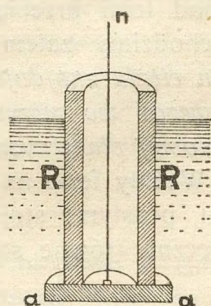
### § 35 Wpływ ciężkości na ciśnienie w płynie.

Płyny w równowadze nie tylko przenoszą, ale roznoszą we wszystkie strony zewnętrzne ciśnienie, rozprawdzają je i wywierają jednostajnie we wszystkich kierunkach; taka, jak widzieliśmy, jest zasadnicza własność każdego płynu w równowadze. Ponieważ pominęliśmy wpływ siły ciężkości w artykule poprzednim, uzupełniamy więc obecnie w tym względzie nasze wywody.

Wyobraźmy sobie masę płynu, poddaną działaniu siły ciężkości. Położona w głębi płynu warstwa dźwiga na sobie warstwy nad nią leżące a więc jest przyciśnięta ciężarem tych warstw; w głębi każdego płynu panuje zatem ciśnienie, pochodzące z działania ciężkości, nawet i wówczas, gdy tego płynu wcale zzewnątrz nie uciskamy. Siła ciężkości działa na dół pionowo; zatem wynikające z jej działania ciśnienie jest skierowane pionowo ku dołowi. Ale warstwa, doznająca tego ciśnienia, nie tylko przenosi je dalej ku dołowi lecz również roznosi we wszystkie strony, rozprawdza i wywiera jednakowo we wszystkich kierunkach. Ciśnienie, wynikające z działania ciężkości, działa zatem nie tylko pionowo ku dołowi, jak w ciałach stałych; działa ono jednostajnie we wszystkich kierunkach.

Wyobraźmy sobie rurkę  $RR$  (rys. 32), z obu końców otwartą; jej brzeg dolny jest oszlifowany; do tego brzegu przykładamy denko  $aa$ , które utrzymujemy w tem położeniu przy pomocy nitki  $n$ . Wprowadzamy rurkę dolnym końcem do wody, zważając, by górny koniec nie był zanurzony; możemy wówczas wypuścić nić z ręki, płytka  $aa$  nie odpada, ciśnienie wody przyciska ją od dołu. Pochylajmy dowolnie rurkę  $RR$ ; płytka  $aa$  jest przyciskana w każdym położeniu.

Opisane w § 59-ym tomu I-go doświadczenie Torricelli'ego świadczy również o tem, że panujące w kolumnie cieczy ciśnienie działa nie tylko w kierunku pionowym ku dołowi, lecz także w kierunkach poziomych.



Rys. 32.

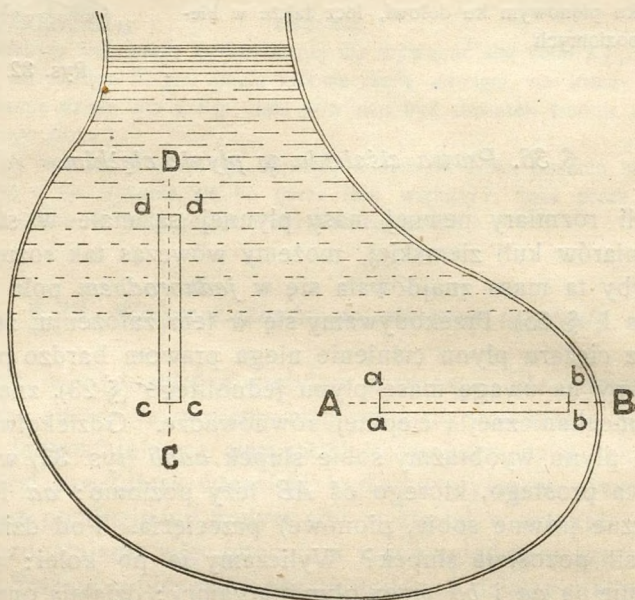
### § 36. Prawa ciśnienia w płynie ciężkim.

Jeżeli rozmiary pewnej masy płynnej są małe w stosunku do rozmiarów kuli ziemskiej, możemy wówczas tak rozumować, jak gdyby ta masa znajdowała się w *jednorodnym* polu ciężkości (tom I, § 65). Przekonywamy się w tem założeniu, że wynikające z ciężaru płynu ciśnienie ulega prawom bardzo prostym.

Weźmy na uwagę masę płynu jednolitego (§ 23), znajdującą się w mechanicznej i cieplnej równowadze. Gdziekolwiek we wnętrzu płynu wyobraźmy sobie słupek  $aabb$  (rys. 33) w kształcie walca prostego, którego oś  $AB$  leży poziomo;  $aa$  i  $bb$  są poprzeczne (równe sobie, pionowe) przecięcia. Pod działaniem jakich sił pozostaje słupek? Wyliczamy je po kolei: (1) siły, wywierane na  $aa$  i  $bb$  przez płyn otaczający; działają one w kierunkach poziomych  $AB$  i  $BA$  (2) siły, wywierane na pobocznice walca  $aabb$  przez płyn otaczający; siły te są skierowane wszędzie prostopadle do osi  $AB$  (3) ciężar słupka  $aabb$ ; ten ciężar jest skierowany pionowo ku dołowi, zatem prostopadle do osi  $AB$ . Pod działaniem wszystkich tych sił słupek jest w równowadze i nie porusza się w żadnym kierunku. Zwróćmy uwagę na kierunek poziomy; zapytajmy, dlaczego słupek nie posuwa się wzdłuż  $AB$  lub  $BA$ ? Siły, wymienione pod (2) i (3), nie skłaniają słupka do takich przemieszczeń ani mu w nich przeszkadzają; wzdłuż  $AB$  lub  $BA$  działają tylko siły, wymienione pod (1), które zatem muszą równoważyć się wzajemnie ze sobą; innymi słowy, wywierane na  $aa$  i  $bb$  siły są równe sobie. Po-

nieważ pola przecięć  $aa$  i  $bb$  są jednakowe, zatem panujące w  $aa$  i  $bb$  ciśnienia są równe sobie, jakkolwiek wznoszące się ponad temi przecięciami słupy cieczy nie są wcale jednakowe. Dochodzimy zatem do wniosku następującego: *gdy jednolity płyn ciężki znajduje się w mechanicznej i cieplnej równowadze, wówczas we wszystkich jego punktach, leżących w tej samej poziomej płaszczyźnie, panuje to samo ciśnienie.*

Weźmy teraz na uwagę słupek  $ccdd$  (rys. 33), który jest walcem prostym, stojącym w płynie pionowo;  $cc$  i  $dd$  są poprzeczne (równe sobie, poziome) przecięcia. Rozważmy znów



Rys. 33.

wszystkie siły, które działają na słupek  $ccdd$ ; zapytajmy, dlaczego pod działaniem tych sił słupek nie posuwa się do góry wzdłuż  $CD$  lub na dół wzdłuż  $DC$ ? Siły, które otaczający płyn wywiera na pobocznice walca  $ccdd$ , nie pobudzają walca do przemieszczeń pionowych ani nie wstrzymują go od nich; na równowagę słupka w kierunku pionowym składają się trzy siły: (1) ciężar słupka (2) i (3) siły, wywierane przez otaczający płyn na przecięcia  $cc$  i  $dd$ ; innymi słowy, suma, złożona z ciężaru słupka i z siły, działającej na  $dd$ , musi być równa sile, przyłożonej do  $cc$ . Ażeby wyrazić to twierdzenie w postaci równania,

oznaczymy przez  $S$  pole przecięcia  $cc$  lub  $dd$ ; przez  $h$  rozumiejmy wysokość słupka  $ccdd$ , czyli pionową odległość  $dd$  od  $cc$ ; przez  $g$  oznaczymy przyśpieszenie ciężkości (tom I, § 46), przez  $D$  wreszcie rozumiejmy średnią gęstość płynu, wypełniającego objętość walca  $ccdd$  (tom I, § 103). Objętość walca  $ccdd$  wynosi  $hS$ , masa zawartego w nim płynu jest  $hSD$ , ciężar tego płynu wynosi  $ghSD$ . Jeżeli więc  $p_c$  i  $p_a$  są ciśnienia, panujące w poziomach  $cc$  i  $dd$ , powiadamy:

$$1. \quad p_c = p_a + ghD$$

*Gdy jednolity płyn ciężki znajduje się w mechanicznej i cieplnej równowadze, w pionowym jego słupie ciśnienie rośnie ku dołowi. Ażeby otrzymać różnicę ciśnień, panujących w dwóch różnych poziomach, dzielimy ciężar płynu, zawartego w walcu prostym pionowym pomiędzy temi poziomami, przez pole przecięć, odpowiadających uważanym poziomom.*

Zakładając  $h = 0$  w równaniu (1), otrzymujemy  $p_c = p_a$ ; w równaniu (1) wypowiedziane jest zatem nietylko obecne (drugie), lecz również i poprzednie (pierwsze) twierdzenie niniejszego artykułu. I naodwrot, jeśli w równaniu (1) przypuścimy  $p_c = p_a$ , otrzymamy  $h = 0$ ; możemy więc powiedzieć, odwracając twierdzenie pierwsze: *gdy jednolity płyn ciężki znajduje się w mechanicznej i cieplnej równowadze, wszystkie jego punkty, w których panuje to samo ciśnienie, leżą w tej samej poziomej płaszczyźnie.* Formułę (1), która streszcza w sobie prawa ciśnienia w jednolitym płynie ciężkim, znajdującym się w zupełnej równowadze, nazywamy *zasadniczem równaniem hydrostatycznym.*

Iloczyn  $gD$  przyśpieszenia ciężkości przez średnią gęstość ciała nazwaliśmy «średnim ciężarem właściwym» (tom I, § 103); oznaczyliśmy ów iloczyn przez  $\Delta$ . Posługując się pojęciem  $\Delta$ , przepisujemy równanie (1) w postaci

$$2. \quad p_c = p_a + h\Delta.$$

Przypuśćmy, że ponad poziomem przecięciem  $S$  wznosi się pionowy słup cieczy; wysokość słupa oznaczamy przez  $h$ , średnią gęstość cieczy przez  $D$ , jej średni ciężar właściwy przez  $\Delta$ . Na zasadzie równań (1) i (2) powiadamy: ciśnienie, wywierane na dno  $S$  przez wspomniany słup cieczy, wynosi  $ghD$  lub  $h\Delta$ .

Wyobraźmy sobie, że przyśpieszenie  $g$  wyraziliśmy w  $\text{cm}/\text{sek}^2$ , że wysokość  $h$  jest dana w  $\text{cm}$ , że za jednostkę gęstości  $D$  wybraliśmy  $\text{gr}/\text{cm}^3$ . Iloczyn  $ghD$  w równaniu (1) wypada wówczas

wyrażony w  $\text{gr/cm sek}^2$  czyli w dynach na kwadratowy centymetr (§ 4). Jeżeli odwołujemy się do wzoru (2), dogodniejszy nam będzie ciężarowy układ jednostek (tom I, § 47); wyrażając średni ciężar właściwy  $\Delta$  w  $\text{Gr/cm}^3$ , otrzymujemy iloczyn  $h\Delta$  w  $\text{Gr/cm}^2$  czyli w jednej ze zwykłych jednostek ciśnienia ciężarowego układu (§ 4).

Jak o tem powiemy w artykułach późniejszych, gęstość płynu, znajdującego się w mechanicznej i cieplnej równowadze, pod ciśnieniem normalnem i jednostajnem  $p$ , jest zależna od wartości  $p$  tego ciśnienia. Ponieważ w pionowym słupie płynu, np. *ccdd* (rys. 33), ciśnienie rośnie w kierunku ku dołowi, przeto *prawdziwa* czyli *miejscowa* gęstość (tom I, § 103) nie może być jednakowa w różnych poziomach; ale różnice te bywają zwykle tak drobne, że możemy spolicznie je zaniedbywać.

#### Zadanie.

Kładąc  $g = 981 \text{ cm/sek}^2$ , obliczyć w dynach na  $\text{cm}^2$  oraz w  $\text{Gr/cm}^2$  ciśnienie, wywierane na poziome dno przez pionowy słup wody, w temperaturze  $4^\circ \text{C}$ , jeżeli wysokość słupa wynosi 15, 25, 35 cm; obliczyć je w Tonnach na  $\text{m}^2$ , jeżeli wysokość słupa wynosi 2, 3, 4 m.

### § 37. O powierzchni swobodnej ciał ciekłych.

Przypuśćmy, że pewna ilość cieczy zajmuje dolną część otwartego, dość rozległego naczynia; że na przykład woda jest szeroko rozlana w beczce lub misce. Od mieszaniny powietrza i pary, która znajduje się nad nią, ciecz jest oddzielona *powierzchnią swobodną* (§ 24); tę powierzchnię nazywamy także niekiedy *zwierciadłem* cieczy. Swobodna powierzchnia cieczy, znajdującej się w równowadze w takich warunkach, bywa zazwyczaj, jak wiemy, *płaska* i *pozioma*. Twierdzenie trzecie § 36-go wyjaśnia fakt ten natychmiast. Ponieważ we wszystkich punktach swobodnej powierzchni działa to samo ciśnienie atmosferycznego powietrza (o którym wkrótce szczegółowiej powiemy), zatem, według powołanego twierdzenia, powierzchnia ta musi być istotnie poziomą płaszczyzną.

Oznaczmy przez  $p_0$  ciśnienie atmosferycznego powietrza, działające na swobodną powierzchnię cieczy. Ciśnienie  $p$ , panujące w głębokości  $h$  pod powierzchnią, wynosi wówczas, według wzoru (1) § 36-go

$$1. \quad p = p_0 + ghD$$

gdzie litery  $g$  i  $D$  mają znane z § 36-go znaczenie. Ciśnienie  $p_0$  jest dla cieczy zewnętrznem ciśnieniem; ciecz je przenosi



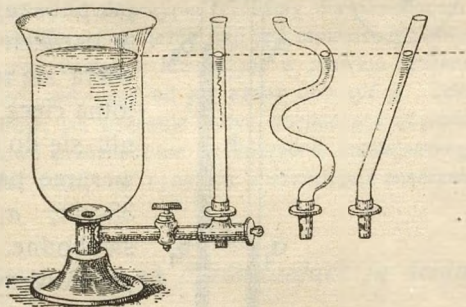
i różni we wszystkich kierunkach; w łonie cieczy, pod wpływem pola ciężkości, wytwarza się nadto wewnętrzne ciśnienie  $ghD$ , które dołącza się do  $p_0$ .

Twierdzenia powyższe tylko wówczas są słuszne, gdy (jak zastrzeżliśmy) swobodna powierzchnia cieczy jest dostatecznie rozległa; nie możemy ich stosować na przykład do powierzchni cieczy, zawartej w wąziutkiej (włoskowatej) rurce; takie powierzchnie zazwyczaj nie bywają płaskie. Zjawiska *włoskowatości*, których już dotknęliśmy przelotnie w § 24-ym, są objawami nowych tu dla nas własności materji; w ich wykład nie wchodzimy w tej książce.

### § 38. Twierdzenie o naczyniach połączonych.

Doszliśmy do wniosku, że swobodna powierzchnia cieczy, pozostającej w zupełnej równowadze, w dostatecznie rozległym naczyniu, w niezbyt małej odległości od ścian, jest poziomą płaszczyzną. Doskonałym na przykład zwierciadłem, służącym do odbijania fal świetlnych, jest czysta powierzchnia rtęci, rozlanej w płaskiej miseczce. Posługując się takim zwierciadłem, fizyk, seismolog albo astronom jest upewniony, że ono jest płaskie oraz poziome.

Wniosek taki obowiązuje nietylko wówczas, gdy zbiornik zawierający ciecz ma postać prostą, o nieprzerwanej wewnętrznej spójni i łączności, jak pospolite nasze wiadra, dzbany, konwie i kielichy; pozostaje on i wówczas prawdziwy, gdy zbiornik jest dowolnie rozgałęziony (rys. 34). Naczynia nazywamy w hydrostatyce *połączonymi*, gdy ciecz może dowolnie pomiędzy nimi przepływać. Jeżeli zatem ciecz jednolita znajduje się



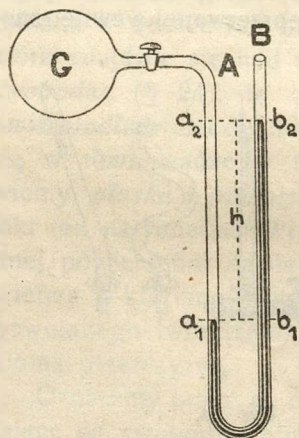
Rys. 34.

w równowadze w otwartych naczyniach połączonych, jej swobodne powierzchnie leżą w tym samym poziomie. Twierdzenie to w starych książkach bywało tak wypowiedane: *woda odnajduje zawsze swój poziom*; sprawdzamy je łatwo przy pomocy przyrządu, wyobrażonego na rys. 34-ym.

Twierdzenie o naczyniach połączonych ma mnóstwo zastosowań praktycznych; różne przedmioty codziennego użytku (naprzykład zwykłe czajniki i imbryki) działają na jego zasadzie. Polegamy na prawdziwości tego twierdzenia, gdy o poziomie wody w kotle sądzimy z wysokości wodnego słupka w połączonej z kotłem zewnętrznej rurce wskaźnikowej. Dawniejsze wodociągi i wodotryski bywały zasilane wodą z wysoko położonych zbiorników, obecnie jednak zaniechano takich urządzeń; ciśnienie wody w sieci wodociągowej wytwarzają dziś pompy tłoczące, poruszane zwykle przez maszyny parowe. Zasada naczyń połączonych tłumaczy również działanie t. zw. *artezyjskich* studni, przebitych aż do spotkania pochyłej warstwy wody podziemnie płynącej; wyjaśnia ona też (do pewnego stopnia), dlaczego zwykłe nasze studnie nie wyczerpują się rychło. Kto zna sposób działania *sluz* w wodnym spławnym kanale lub w doku portowym, kto przyglądał się jakimkolwiek wodnym robotom, nie wątpi o tem, że woda zawsze «odnajduje swój poziom». Podczas klęski powodzi, w naszym kraju niestety zbyt często, miewamy sposobność przekonywania się o prawdziwości tego hydrostatycznego twierdzenia; tymczasem Holandia, której spora część terytorjum leży *poniżej* poziomu przylegającego morza, od wielu lat walczy zwycięsko z jego skutkami.

### § 39. O manometrach.

*Manometrem* nazywamy przyrząd, służący do mierzenia różnicy dwóch ciśnień, naprzykład różnicy pomiędzy ciśnieniem  $p$



Rys. 35.

pewnego gazu, zawartego w zbiorniku  $G$  (rys. 35) a ciśnieniem atmosferycznego powietrza. Łączymy zbiornik  $G$ , jak pokazuje rysunek, z rurą  $AB$ , zgiętą w kształcie litery  $U$ ; w tej rurze zawiera się rtęć, nafta lub inna nietatwo lotna ciecz. Przepuścimy, że po ułożeniu się do równowagi ciecz przybiera w rurze położenie, wskazane na rys. 35-ym;  $a_1$  i  $b_2$  są jej powierzchnie swobodne. Poprowadźmy przez  $a_1$  i  $b_2$  płaszczyzny poziome  $a_1b_1$  i  $a_2b_2$ . W poziomie  $a_1$  panuje ciśnienie  $p$ ; zatem to samo ciśnienie  $p$  panuje również w  $b_1$ . Ciśnienie panujące w  $b_1$  możemy jeszcze inaczej wyrazić. Oznacz-

my przez  $g$  przyspieszenie ciężkości, przez  $D$  gęstość cieczy manometrycznej, przez  $h$  odległość płaszczyzny  $a_2b_2$  od płaszczyzny  $a_1b_1$  (czyli, jak mówi się zwykle, pionową odległość powierzchni swobodnych  $b_2$  i  $a_1$ ); rozumiejmy przez  $p_0$  ciśnienie atmosferycz-

nego powietrza, które działa na  $b_2$ , albowiem koniec  $B$  jest otwarty. Według § 37-go, ciśnienie w poziomie  $b_1$  wynosi  $p_0 + ghD$ . Otrzymujemy zatem

$$1. \quad p - p_0 = ghD$$

i to równanie służy do obliczenia różnicy  $p - p_0$ . Jeżeli  $p_0$  znamy skądinąd, możemy tym sposobem zmierzyć wartość  $p$ .

Przypuśćmy, że temperatura cieczy manometrycznej pozostaje niezmienna; gęstość  $D$  (w granicach ciśnień, które zwykle manometrem mierzymy) jest niemal niezależna od  $h$ ; zatem, w danej miejscowości na powierzchni ziemi, iloczyn  $gD$  po prawej stronie równania (1) jest stały i różnica  $p - p_0$  jest wprost proporcjonalna do  $h$ . Dlatego bardzo często mówi się (przez skrócenie), że ciśnienia są wyrażone np. «w centymetrach, w metrach lub w milimetrach rtęci»; to znaczy, że podanie samej tylko wysokości  $h$ , odczytanej na manometrze rtęciowym, wystarcza do znalezienia wartości różnicy  $p - p_0$ . Podaną w takiej postaci wartość  $p - p_0$  wyrażamy łatwo w dynach na  $\text{cm}^2$  lub też w  $\text{Gr}/\text{cm}^2$ , na zasadzie równania (1), jeżeli znamy wartość  $g$  w miejscu spostrzeżeń oraz gęstość rtęci manometrycznej.

Przypuśćmy naprzykład, że rtęć manometru ma temperaturę  $0^\circ \text{C}$ ; pod ciśnieniem atmosferycznym  $D$  wynosi wówczas  $13\cdot595 \text{ gr}/\text{cm}^3$ . Kładąc jeszcze  $g = 981 \text{ cm}/\text{sek}^2$  oraz  $h = 1 \text{ cm}$ , otrzymujemy z (1):

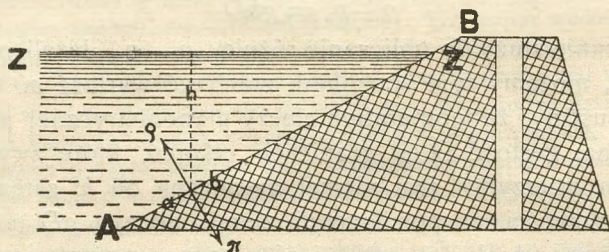
$$2. \quad p - p_0 = 13336\cdot7 \text{ dyn}/\text{cm}^2 = 13\cdot595 \text{ Gr}/\text{cm}^2$$

Na rys. 35-ym i w rozumowaniu powyższym przypuszczaliśmy dla określenia, że ciśnienie  $p$  jest większe niż atmosferyczne; jeżeli ono jest mniejsze niż atmosferyczne, ciecz manometryczna stoi wyżej w lewym niż w prawym ramieniu rury  $AB$ ; iloczyn  $ghD$  odejmujemy wówczas od  $p_0$ , ażeby obliczyć  $p$ . Takie było pierwotnie zadanie manometrów; jak wskazuje nazwa, pochodząca od  $\mu\alpha\nu\delta\epsilon\zeta$ -rzadki, manometry były początkowo przeznaczone do mierzenia zmniejszonego ciśnienia gazów rozrzedzonych; dziś nadajemy tej nazwie obszerniejsze znaczenie.

#### § 40. Siły, wywierane przez ciecz na ograniczające ją ściany

Wyobraźmy sobie ciecz zawartą w zbiorniku; wywiera ona ciśnienie na ograniczające ją ściany. Przypuśćmy naprzykład, że  $AB$  (rys. 36) jest powierzchnią grobli, wstrzymującej napór wody w stawie lub jeziorze. Niechaj  $ab$  wyobraża płaski element leżący na powierzchni  $AB$ ; przypuśćmy, że rozmiary tego elementu są nadzwyczaj małe w stosunku do głębokości  $h$  jego zanurzenia pod zwierciadłem  $ZZ$  wody w zbiorniku. Ciecz w równo-

wadze wywiera na element  $ab$  ciśnienie, skierowane normalnie do  $ab$  i wynoszące  $p_0 + ghD$ ; znaczenie użytych tu liter jest nam znane z § 36-go. Rozumiejmy przez  $\sigma$  pole elementu  $ab$ ;



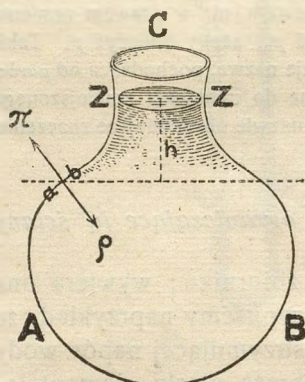
Rys. 36.

siłę  $\pi$ , działającą normalnie na ten element, możemy wówczas wyrazić jak następuje:

$$1. \quad \pi = (p_0 + ghD)\sigma$$

Ciecz działa na ścianę  $AB$ , w miejscu  $ab$ , siłą  $\pi$ ; ściana odpowiada równie znaczną i przeciwnie skierowaną siłą  $q$ , która działa na ciecz. Całkowita siła, wywierana na ścianę  $AB$ , jest wypadkową bardzo wielu sił, wyrażających się podobnie jak (1), przy czem  $h$  ma rozmaite wartości, zależne od położenia uważanych po kolei elementów powierzchni.

W przypadku, który tu rozważaliśmy, ciecz znajduje się wyżej niż ściana, doznająca ucisku; rozumowanie nie zmienia się



Rys. 37.

i wniosek pozostaje prawdziwy, gdy ciecz leży niżej niż ściana. Wyobraźmy sobie naprzykład naczynie  $ABC$  (rys. 37), w którym znajduje się ciecz w równowadze; w miejscu  $ab$  wewnętrznej powierzchni ściany naczynia siła  $\pi$ , wywierana przez ciecz na ścianę, jest znowu dana przez wyrażenie (1). Od poprzedniego przypadku obecny różni się tylko w tym względzie, że tutaj ciecz wywiera na ścianę, w miejscu  $ab$ , siłę  $\pi$  skierowaną ukośnie pod górę, ściana zaś odpowiada siłą  $q$  idącą

ukośnie ku dołowi; w poprzednim przypadku zarówno  $\pi$  jak  $q$  były skierowane przeciwnie.

## § 41. Siła, wywierana przez ciecz na dno naczynia.

Przypuśćmy, że dno naczynia jest płaskie i leży poziomo; oznaczmy przez  $S$  pole tego dna. Załóżmy, że w naczyniu zawiera się pewna ilość cieczy w równowadze; gęstość tej cieczy oznaczamy przez  $D$ . Podobnie jak dno, swobodna powierzchnia cieczy jest poziomą płaszczyzną; zatem pionowa odległość tych płaszczyzn jest wszędzie jednakowa; niechaj nazywa się  $h$ . Jeżeli, jak dawniej, przez  $p_0$  rozumiemy ciśnienie atmosferyczne, przez  $g$  zaś przyspieszenie ciężkości, powiadamy, że ciecz wywiera na dno siłę  $P$

$$1. \quad P = (p_0 + ghD)S$$

W formule (1) tylko  $h$  oraz  $S$  zależą od kształtu naczynia;

$p_0, g$  i  $D$  nie są wcale

od tego kształtu zależne.

Jeżeli więc

dna trzech naczyń

$A, B, C$  (rys. 38) mają

to samo pole  $S$  i je-

żeli wysokość cie-

czy  $h$  jest w nich

jednakowa, siła  $P$ ,

wywierana na dno,

musi być we wszyst-

kich trzech naczyniach

identycznie ta sama.

Twierdzenie to od-

krył Pascal.

Twierdzenie Pascala

sprawdzamy

łatwo przy pomocy

następującego

przyrządu. Dnem

poprzednich trzech

naczyń  $A, B, C$  jest

powierzchnia zetknięcia

wody i rtęci w lewym

ramieniu manometru

$KLMN$ ; siłę, wy-

wieraną przez wodę na

to dno, mierzymy

podniesieniem swobod-

nej powierzchni rtęci

w prawym ramieniu.

Wskazówka  $t$  pozwala

ustanawiać zwierciadło

wody zawsze w tym

samym poziomie; pier-

ścień  $rr$  służy do

sprawdzania, czy pow-

ierzchnia rtęci w

prawym ramieniu

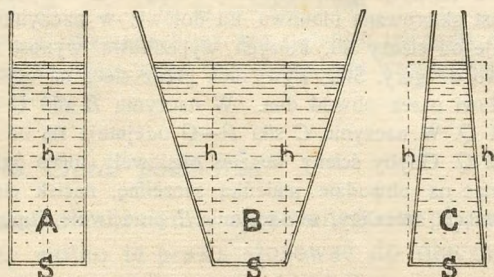
wznosi się zawsze

jednakowo wysoko.

Ażeby w zupełności

zrozumieć twierdzenie

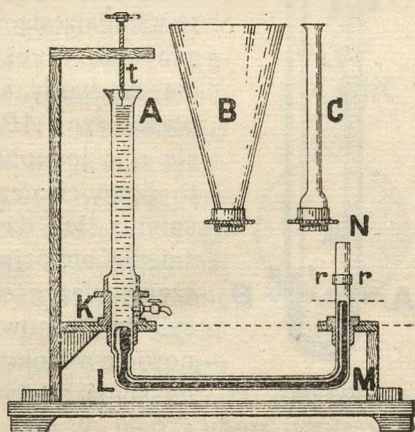
Pascala, powróćmy do



Rys. 38.

Wskazówka  $t$  pozwala ustanawiać zwierciadło wody zawsze w tym samym poziomie; pierścień  $rr$  służy do sprawdzania, czy powierzchnia rtęci w prawym ramieniu wznosi się zawsze jednakowo wysoko.

Ażeby w zupełności zrozumieć twierdzenie Pascala, powróćmy do



Rys. 39.

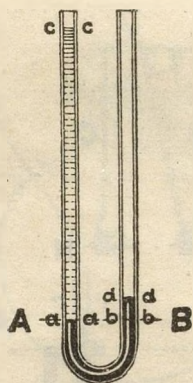
trzech naczyń  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , przedstawionych na rys. 38-ym. Ciężar cieczy, zawartej w któremkolwiek naczyniu, wynosi  $gVD$ , jeżeli  $V$  jest objętością tej cieczy. Tylko w naczyniu  $A$  objętość  $V$  jest równa iloczynowi  $hS$ ; w naczyniu  $B$  objętość  $V$  jest większa, w naczyniu  $C$  jest mniejsza aniżeli  $hS$ , jak to widzimy odrazu z rys. 38-go. Zatem tylko w naczyniu  $A$  ciężar  $gVD$  cieczy jest równy sile  $ghDS$ , którą ciecz pod wpływem ciężkości wywiera na dno, podług formuły (1); w naczyniu  $B$  ciężar  $gVD$  jest większy, w naczyniu  $C$  jest mniejszy, aniżeli siła  $ghDS$ . Taki wniosek, z twierdzenia Pascala bezpośrednio wynikający, może w pierwszej chwili wydać się niezrozumiały. Ażeby rozproszyć wszelką niejasność, wyobraźmy sobie, że naczynia  $A$ ,  $B$ ,  $C$  postawiliśmy na stole. Oprócz własnego ciężaru, każde naczynie, skoro napełnione jest cieczą, wywiera na stół siłę  $Q$  następującą:

$$2. \quad Q = p_0S + gVD$$

W przypadku naczynia  $A$  mamy więc  $P = Q$ . W naczyniu  $B$  ogół ścian bocznych, pochyłych, doznaje od cieczy sił, których wypadkowa wynosi  $Q - P$  i jest skierowana pionowo ku dołowi; w naczyniu  $C$  ogół ścian bocznych doznaje od cieczy sił, których wypadkowa wynosi  $P - Q$  i jest skierowana pionowo do góry. Siła, wywierana przez ciecz na ogół ścian bocznych, udziela się stołowi przez obwód dna. W naczyniu  $B$  siła  $Q - P$  dodaje się do  $P$ ; wynik jest  $Q$ . W naczyniu  $C$  siła  $P - Q$  odejmuje się od  $P$ , wynik zatem znowu wynosi  $Q$ . Gdyby ściany boczne odstawały nieco gdziekolwiek od dna, pozostawiając na obwodzie małą szczelinę, nacisk cieczy w  $B$  dążyłby do przyknięcia szczeliny, w naczyniu  $C$  przeciwnie dopomógłby jej rozszerzeniu.

### § 42. Równowaga dwóch cieczy w naczyniach połączonych.

Wyobraźmy sobie dwa naczynia połączone, naprzykład  $aacc$  i  $aadd$  (rys. 40) i przypuśćmy, że  $aacc$  jest wypełnione wodą,



Rys. 40.

$aadd$  zaś rtęcią; przekonujemy się, że ciecz te układają się do równowagi w sposób, wskazany na rysunku. Przez powierzchnię zetknięcia  $aa$  wody i rtęci poprowadźmy poziomą płaszczyznę  $AB$ . Poniżej poziomu  $AB$  znajduje się rtęć jednolita; zatem w  $aa$  i w  $bb$  panuje to samo ciśnienie. Obliczmy wartość tego ciśnienia. Jak dawniej, rozumiejmy przez  $p_0$  ciśnienie atmosferyczne oraz przez  $g$  przyspieszenie ciężkości; przez  $h_1$  i  $h_2$  oznaczmy wysokości równoważących się słupów cieczy, mianowicie wysokość  $ac$  słupa wody oraz wysokość  $bd$  słupa rtęci; wreszcie przez  $D_1$  i  $D_2$  oznaczmy gęstości wody i rtęci. W poziomie  $AB$  ciśnienie wynosi:

$$1. \quad \text{w } aa: p_0 + gh_1D_1; \quad \text{w } bb: p_0 + gh_2D_2$$

Ponieważ te wartości są sobie równe, przeto

$$2. \quad h_1 D_1 = h_2 D_2 \quad \text{lub} \quad h_1 : h_2 = D_2 : D_1$$

Wysokości słupów cieczy, równoważących się ze sobą w naczyniach połączonych, są odwrotnie proporcjonalne do gęstości cieczy.

Do opisanego tu doświadczenia możemy użyć np. wody i oliwy lub wody i nafty; polegając na twierdzeniu (2), możemy znaleźć tym sposobem stosunek gęstości oliwy lub nafty do gęstości wody; ale taką metodę możemy zastosować tylko do cieczy, które nie mieszają się z wodą.

Poziom wód Morza Martwego leży o 396 m niżej niż poziom Morza Śródziemnego; gęstość wody Morza Martwego, jak wiadomo bardzo słonej, wynosi 1.25 gr/cm<sup>3</sup>; gęstość wody Morza Śródziemnego jest 1.025 gr/cm<sup>3</sup>. Przypuśćmy na chwilę, że obadwa morza łączą się podziemnie kanałem, leżącym o  $h_1$  pod zwierciadłem wód Morza Martwego, o  $h_2$  pod zwierciadłem Morza Śródziemnego. Mamy

$$3. \quad h_2 - h_1 = 396 \text{ m} \quad ; \quad h_1 : h_2 = 1.025 : 1.250$$

skaąd:  $h_2 = 2200$  m,  $h_1 = 1804$  m. Przytoczyliśmy ten rachunek tylko dla ilustracji twierdzenia (2); rozumie się samo przez się, że istnienie wspomnianego kanału jest zgoła nieprawdopodobne.

### § 43. Ciężar powietrza.

Znamy już prawa działania ciśnienia, sprawianego w płynach przez siłę ciężkości. Czy wolno te prawa stosować do otaczającego ziemię powietrza? Czy powietrze jest ciężkie?

Ażeby odpowiedzieć na to pytanie, Galileusz do sporego szklanego naczynia wtlacza tyle powietrza, że «można niem byłoby napęlić dwa lub trzy podobne balony»; umieszczone na wadze, to naczynie okazuje się cięższe niż wówczas, gdy było otwarte. Otto von Guericke w r. 1650 wykonywa doświadczenie odwrotne: balon szlany *A* (rys. 41), zaopatrzony w kurek *K*, możemy połączyć w miejscu *aa* z wylotem pompy pneumatycznej (§ 54). Wyciągnąwszy powietrze, zamykamy balon, zawieszamy go na wadze i równoważymy; gdy otworzymy balon, powietrze wpada świszcząc do wnętrza; ramię wagi, u którego balon *A* wisi, przechyla się ku dołowi, jak gdyby w tym balonie przybyło ciężaru.



Rys. 41.

Wiadomo jest dzisiaj, że sześcienny centymetr suchego, czystego powietrza, znajdującego się w temperaturze 0° C i pod ciśnieniem atmosferycznym normalnym, posiada masę 0.001293 gr.

W temperaturze 15° C ciężar litra powietrza wynosi 1·225 Gr; do powtórzenia doświadczenia Guericke'go wystarcza więc zwykła waga, jeżeli balon ma objętość kilku litrów. Czy jednak to doświadczenie istotnie dowodzi, że powietrze jest ciężkie? Dopiero w § 46-ym usuniemy wszelką w tym względzie wątpliwość.

#### § 44. *Horror Vacui. Torricelli. Barometr rtęciowy.*

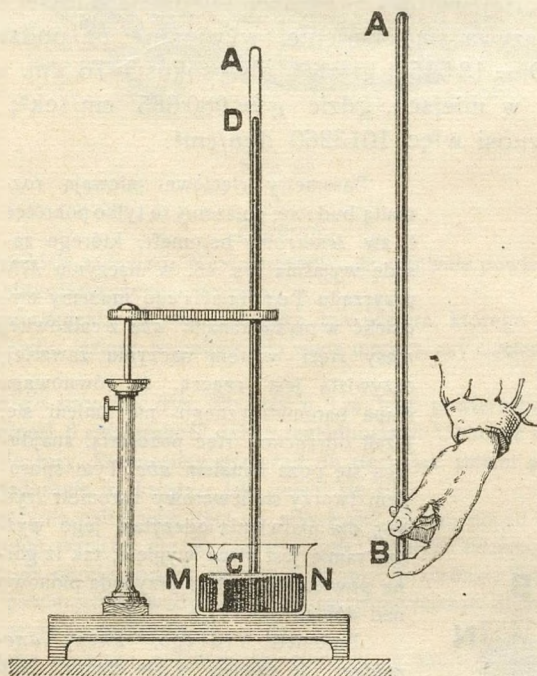
W średniowiecznych szkołach uczono, że niema próżni w przyrodzie i że być jej nie może; według scholastycznej filozofii *Natura horret Vacuum*, przyroda próżni nie znosi i zawsze temu potrafi przeszkodzić, by ona gdziekolwiek powstała.

Jak wiemy z tomu I-go tej książki, Galileusz zdruzgotał, jedno po drugim, twierdzenia scholastycznej dynamiki. Względem nauki o *Horror Vacui* zachował się inaczej; napozór ją przyjmując, z ukrytą ironją tłumaczy w *Discorsi*, jak można zmierzyć opór próżni, *Resistenza del Vacuo*. Galileusz przytacza spostrzeżenie, którego mu udzielił pewien dozorca robót studyjnych: chociażby tłok pompy przylegał jaknajszczelniej do ścian, nie pociąga on wody «ani o włos wyżej niż 18 łokci». Ciśnienie słupa wody, mającego 18 łokci (czyli 1033 cm) wysokości, taka jest, według Galileusza, ścisła, ilościowa miara «wstrętu przyrody do próżni». Pozornie przyjmując zasadę tego wstrętu, Galileusz w rzeczy samej ją obala; istotnie, według tej nauki, próżni nie można wytworzyć żadnym sposobem, albowiem «opór próżni» jest nieskończony.

Uwaga florenckiego studniarza była trafna; najlepsza pompa nie może podnieść wody ponad pewną wysokość. Spróbujmy przekonać się o tem. Posługując się wodą, musielibyśmy badać wznoszenie się tej cieczy w rurze wysokości przeszło 10-metrowej; lecz istnieją przecież ciecze gęstsze niż woda. W temperaturach pokojowych rtęć jest około 13·6 razy gęstsza niż woda; możemy przekonać się łatwo, że ssące działanie pompy tłokowej nie może podnieść rtęci ponad wysokość mniej więcej 76 cm; iloraz 1033 przez 13·6 wynosi istotnie około 76. Pomysł takiego doświadczenia nasuwał się czytelnikowi dialogów Galileusza; w prostszej jeszcze postaci wykonał je w r. 1643 młody wówczas uczonec Ev. Torricelli, z którym, we wspólnej pracy, ostatnie trzy miesiące życia spędził Galileusz. Wyobraźmy sobie rurę *AB* (rys. 42), zamkniętą w *A*, otwartą w *B*; długość tej rury niechaj wynosi około metra. Napęlniamy rurę rtęcią suchą i czy-



stą, poczem, zamknąwszy otwór  $B$  palcem, zanurzamy go pod poziomem rtęci  $MN$  w otwartym płaskim naczyniu. Rtęć opada wówczas w rurze  $AB$ ; wysokość słupa  $CD$ , wznoszącego się ponad poziomem  $MN$ , wynosi około 76 cm. Część  $AD$  rury jest próżna; jeżeli doświadczenie wykonano starannie, powietrza w  $AD$  niema; znajduje się tam mała ilość pary rtęciowej, której obecność możemy zaniedbać.



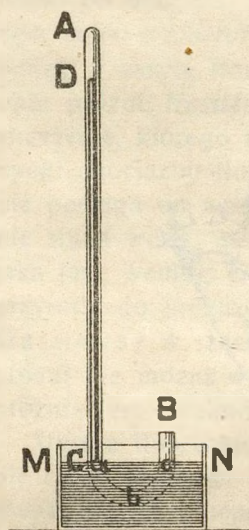
Rys. 42.

Przyrząd Torricelli'ego nazywamy dziś *barometrem rtęciowym*; jego teoria jest prosta. Oznaczmy przez  $g$  przyspieszenie ciężkości w miejscu spostrzeżeń, przez  $D$  gęstość rtęci, przez  $h$  wysokość słupa rtęci, wzniesionego w rurze barometru ponad poziomem rtęci w otwartym naczyniu. Ciśnienie rtęci wewnątrz rury, w poziomie  $MN$ , wynosi  $ghD$  według §§ 36 i 37-go; ciśnienie atmosferycznego powietrza na powierzchnię  $MN$  wynosi zatem również  $ghD$ . Jeżeli temperatura rtęci jest stała, iloczyn  $gD$ , w danej miejscowości, pozostaje niezmienny (por. § 39); ciśnienie atmosferyczne jest wówczas proporcjonalne do wyso-

kości  $h$ ; dlatego wyrażamy je często «w centymetrach lub milimetrach rtęci». Przypuśćmy  $h = 76$  cm oraz dalej  $g = 981$  cm/sek<sup>2</sup>; wreszcie  $D = 13.595$  gr/cm<sup>3</sup> (w 0° C); otrzymujemy

$$1. \quad ghD = 1013590 \text{ dyn/cm}^2 = 1033.22 \text{ Gr/cm}^2$$

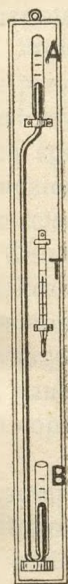
Odpowiadające wysokości  $h = 76$  cm ciśnienie atmosferyczne nazywa się *normalnem*; wynosi ono, jak widzimy, przeszło 1 Kg/cm<sup>2</sup>. Według zawartej w 1901 r. umowy międzynarodowej, *atmosferą normalną* nazywa się ciśnienie, wywierane na podstawę przez słup rtęci ( $D = 13.5952$  gr/cm<sup>3</sup>) o wysokości 76 cm, w temperaturze 0° C i w miejscu, gdzie  $g = 980.665$  cm/sek<sup>2</sup>; atmosfera normalna wynosi więc 1013260 dyn/cm<sup>2</sup>.



Rys. 43.

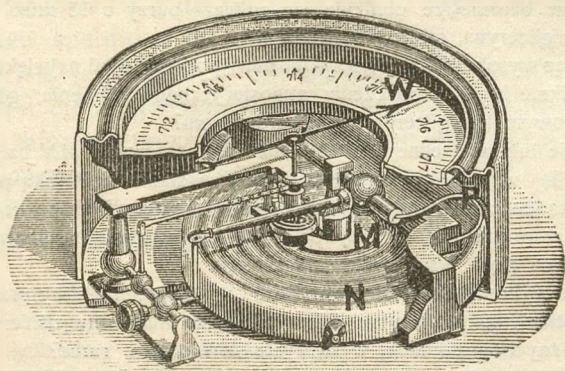
Barometry rtęciowe miewają rozmałą budowę; opiszemy tu tylko pokrótce t. zw. *lewarowy* barometr, którego zasadę wyjaśnia rys. 43. W naczyniu *MN* przyrządu Torricelli'ego możemy wydzielić w myśli kanałek *abc* z całkowitej masy rtęci w tem naczyniu zawartej; oczywistą jest rzeczą, że równowaga słupa barometrycznego nie zmieni się, jeżeli odrzucimy rtęć pozostałą, znajdującą się poza kanałem *abc*. Tym sposobem tworzy się lewarowy barometr (rys. 44); dla ułatwienia odczytań, jego wyższe ramię jest nieco wygięte, tak iż górna powierzchnia rtęci przypada pionowo nad dolną.

Barometr Vidi'ego, zwany *aneroidem*, nie zawiera wcale cieczy. Najważniejszą częścią aneroidu jest płaskie metalowe naczynko *N* (rys. 45), którego górne denko, bardzo cienkie, jest falisto zmarszczone, skutkiem czego wygina



Rys. 44.

i wydyma się łatwo pod działaniem ciśnienia stosunkowo nieznacznych. Przed zamknięciem naczynka *N* wyciągnięto z niego powietrze; ażeby ciśnienie zewnętrzne (atmosferyczne) nie wgniotło denka, połączono je w miejscu *M* z silną sprężyną *P*, która je utrzymuje w położeniu mniej więcej pierwotnem. Gdy ciśnienie atmosferyczne wzrasta, denko zakłęsa ku dołowi, środek jego *M* obniża się; gdy to ciśnienie maleje, denko wydyma się ku górze, środek jego *M* podnosi się. Ruchy te naogół są drobne, ale układ sprężyn i dźwigni, których grę objaśnia rys. 45, powiększa te ruchy i przenosi je na wskazówkę *W*; ta wskazówka waha się przed skalą kołową, której, podziałki ustanowiono, porówny-wając stan aneroidu ze wskazaniami rtęciowego barometru.



Rys. 45

## Zadania.

We wszystkich zadaniach przypuszczamy, że ciśnienie powietrza jest równe normalnemu atmosferycznemu ciśnieniu.

1. Jakiego ciśnienia doznaje nurek na dnie jeziora, którego głębokość wynosi 15 m? Gdyby jezioro wypełniło się wodą morską, czy ciśnienie u dna zmieniłoby się?

2. Denko  $aa$  rury  $RR$  (rys. 32) leży o 3 m pod powierzchnią wody; średnica rury wynosi 6 cm; grubość denka zaniedbujemy. Obliczyć siłę, która przyciska denko do rury. Przenosimy przyrząd do rtęci; jak zmieni się siła? Przenosimy doświadczenie na księżyc; jak zmieni się siła?

3. Do naczynia nalewamy rtęci do wysokości 55 cm; ponad rtęć nalewamy alkoholu, którego warstwa ma 65 cm wysokości; znaleźć ciśnienie na dnie.

4. W ścianie okrętu pojawił się otwór okrągły, o średnicy 5 mm, zanurzony o 14 m pod powierzchnią wody. Jaką siłą trzeba przyciskać do ściany deseczkę, ażeby napór wody powstrzymać?

5. Na dachu budynku znajduje się zbiornik, z którego woda płynie rurą ku dołowi; gdzie w tej rurze woda jest pod ciśnieniem 2 atmosfer?

6. Gdy gaz w zbiorniku  $G$  (rys. 35) wywiera ciśnienie 2,5 atm., jak stoją wówczas powierzchnie rtęci w manometrze  $AB$ ? Obliczyć w dynach na  $\text{cm}^2$  ciśnienie gazu w  $G$ , gdy powierzchnia  $a_1$  stoi o 30 cm wyżej niż  $b_1$ . Ciśnienie gazu w  $G$  wynosi 101 cm rtęci; jak stać będzie gliceryna w połączonym z  $G$  manometrze; gęstość tej cieczy jest  $1,26 \text{ gr/cm}^3$ .

7. W rurze kształtu  $U$  (rys. 40), o poprzecznym przecięciu wszędzie jednakowym, znajduje się woda; do lewego ramienia dolewamy oliwy, gęstości  $0,8 \text{ gr/cm}^3$ . Ile trzeba dolać oliwy, ażeby woda w prawym ramieniu podniosła się o 1 cm?

8. Sala ma 8 m długości, 7 m szerokości, 4,5 m wysokości; ile w  $15^\circ \text{C}$  wazy zawarte w tej sali powietrze?

9. Barometr rtęciowy w  $0^\circ \text{C}$  wskazuje ciśnienie 747 mm. Obliczyć ciśnienie powietrza w dynach na  $\text{cm}^2$  i w  $\text{Gr/cm}^2$ . Jak musiałby stać przy takim ciśnieniu barometr glicerynowy?

10. Rtęć w barometrze obniżyła się podczas burzy o 15 mm; jak byłąby zachowała się gliceryna, oliwa lub nafta?

11. Mierząc wysokość słupa cieczy, możemy popełnić błąd największy 0.2 mm; jaki stąd wyniknie błąd w obliczeniu atmosferycznego ciśnienia, gdy posługujemy się rtęciowym lub glicerynowym barometrem?

12. W dniu lub w bocznej ścianie otwartego naczynia *MN* barometru rtęciowego (rys. 42) uczyniliśmy maleńki otwór; co stanie się? jaką postać przybierze cieniutka kauczukowa błonka, którą otwór zamykamy? Odpowiedzieć na te same pytania w przypadku, gdy otwór zrobiliśmy w rurce barometrycznej, poniżej powierzchni rtęci, wzniesionej w tej rurce.

13. Chcąc wykonać doświadczenie Torricelli'ego, użyliśmy przez pomyłkę rury zbyt krótkiej, mającej tylko 70 cm długości. Jakiemu ciśnieniu poddana jest rtęć w różnych poziomach, w naczyniu *MN* oraz w rurce?

14. Barometr rtęciowy w Krakowie wskazuje ciśnienie 76 cm; gdyby to samo atmosferyczne ciśnienie i ta sama temperatura panowały w Warszawie, we Lwowie, w Poznaniu i w Wilnie, jakie dostrzegalibyśmy wysokości barometryczne w tych miejscowościach? por. § 65 tomu I-go.

#### § 45. Ciśnienie powietrza zależy od wzniesienia.

Dowiedziawszy się o doświadczeniach Torricelli'ego, Pascal postanowił przekonać się, czy «wysokość rtęci wzniesionej w rurce jest jednakowa u podnóża i u szczytu góry, mającej 500 lub 600 sążni wysokości. Jeżeli okaże się, dodaje, «że w tem drugim miejscu wysokość jest mniejsza niż w pierwszym, wypadnie stąd wnosić, że tylko ciężar i ciśnienie powietrza, nie zaś obawa próżni, jest przyczyną podniesienia rtęci w rurce przyrzędu». Próba taka została przedsięwzięta na górze Puy-de-Dôme we Francji (1648). W miejscowości, leżącej u stóp góry, wysokość słupa barometrycznego wynosiła 712 mm; w innej, wzniesionej o 975 m ponad pierwszą, spostrzeżono tylko 627 mm.

Zawiadomiony o tym wyniku, który zgadzał się z jego oczekiwaniem, Pascal wykonał podobne doświadczenie w mniejszej skali, na wieży kościelnej; umieściwszy barometr rtęciowy o 48 m ponad powierzchnią ziemi, dostrzegł obniżenie się słupa o 5 mm. Jeżeli umiemy zmierzyć dokładnie wysokość rtęciowego barometru, możemy powtórzyć to doświadczenie w jakimkolwiek budynku; gdy wnosimy się o 10.5 m, niedaleko od powierzchni ziemi, przekonywamy się, że ciśnienie powietrza maleje mniej więcej o 1 mm rtęci. Czują aneroïd nadaje się jeszcze lepiej do takiego doświadczenia.

Dlaczego dostrzegamy coraz mniejsze w powietrzu ciśnienia, gdy wnosimy się w niem ku górze? Powietrze jest płynem ciężkim (§ 43); gdyby zatem założenia § 36-go były spełnione w atmosferze ziemskiej, prawa, znalezione w tym artykule, po-

winyby stosować się do jej równowagi. Założenia § 36-go nie są jednakże spełnione w atmosferze ziemi. Powietrze nie jest płynem ściśle jednolitym i nie znajduje się bynajmniej w mechanicznej i cieplnej równowadze; pole ciężkości, w którym ono przebywa, nie jest jednorodne. W powietrzu istnieją zawsze różnice temperatury, rodzą się w niem nieustannie prądy i wiry; z tych i z innych powodów wynikają zaburzenia; prawa § 36-go nie stosują się w atmosferze.

Wiemy z § 43-go, że gęstość powietrza w  $0^{\circ}\text{C}$ , pod ciśnieniem 1 atm., wynosi  $0\cdot001293\text{ gr/cm}^3$ ; tę (t. zw. *normalną*) gęstość powietrza oznaczamy przez  $d_0$ . Wyobraźmy sobie atmosferę *fikcyjną*, której gęstość wynosiłaby  $d_0$  w każdej wysokości; nazwijmy ją atmosferą *jednolitą*. Powtarzamy, że atmosfera jednolita jest dziełem wyobraźni; rzeczywista atmosfera ziemską bynajmniej nie jest jednolita. Gdyby atmosfera jednolita istniała i gdyby sprawiała na powierzchni ziemi ciśnienie atmosferyczne normalne, musiałaby mieć pewną wysokość  $H$ . Ażeby  $H$  znaleźć, przypuśćmy, że pole ciężkości jest jednorodne. Rozumiejac przez  $D$  gęstość rtęci w  $0^{\circ}\text{C}$ , przez  $h$  wysokość normalną słupa barometrycznego, mamy

$$1. \quad gHd_0 = ghD$$

Kładąc

$$2. \quad h = 76 \text{ cm} ; \quad D = 13\,595 \text{ gr/cm}^3 ; \quad d_0 = 0\cdot001293 \text{ gr/cm}^3$$

znajdujemy zatem

$$3. \quad H = 7991 \text{ m}$$

Wynik ten sam przez się wystarczałby do wykazania (gdybyśmy mogli żywić jakąkolwiek w tym względzie wątpliwość), że atmosfera ziemską jest zgoła niejednolita. Mount Everest, najwyższa góra na ziemi, ma przeszło 8 km wysokości; niektóre chmury (t. zw. *lodowe*) unoszą się średnio na wysokości 9 km; Tissandier, Glaisher, Berson i inni wznosili się do wysokości, dochodzących 15 km; atmosfera naszej planety sięga znacznie wyżej aniżeli 7991 m.

Przypuśćmy, że wznosimy się w powietrzu o  $a$  i że słup rtęciowego barometru obniża się wówczas o  $b$ . Gdyby atmosfera była jednolita, między  $a$  i  $b$  zachodziłby związek

$$4. \quad a : b = D : d_0 = H : h$$

należałoby zatem wznieść się o 105 m (jak powiedzieliśmy), ażeby dostrzec obniżenie słupa barometru o 1 mm. W pobliżu powierzchni ziemi, jak wiemy, wniosek ten sprawdza się; gdy od tej powierzchni oddalimy się znacznie, ciśnienie zmniejsza się powolniej niż wynikałoby z formuły (4).

Na powierzchni ziemi cięży potężny ocean powietrza; wyobraźmy sobie, że zastąpiliśmy go przez ocean rtęci lub przez ocean wody. Jeżeli ocean rtęci ma sprawić na powierzchni ziemi obecne, normalne atmosferyczne ciśnienie, musiałby być płytki; jego głębokość wynosiłaby 76 cm; ocean wodny (w tem samym założeniu) miałby 1033 cm głębokości. Wyobraźmy sobie, że oziębiliśmy atmosferę ziemską do  $-200^{\circ}\text{C}$ ; powietrze skropliłoby się wówczas, jak zob-

czy w późniejszym rozdziale i utworzyłyby warstwę cieczy o głębokości 10·7 m; u szczytu tej warstwy pływałyby tlen ciekły, który zajmowałby około piątej części objętości warstwy.

Uważając ziemię naszą za kulę, powiadać, że jej całkowita powierzchnia wynosi  $16 \times 10^{18} / 3 \cdot 14$  czyli  $5 \cdot 093 \times 10^{18}$  cm<sup>2</sup>. Ponieważ ciśnienie atmosferyczne normalne jest = 1033·22 Gr/cm<sup>2</sup>, zatem całkowity ciężar oceanu powietrza powinienby wynosić  $5 \cdot 26 \times 10^{21}$  Gr; masa tego oceanu powinna wynosić tyleż gramów, nieco mniej niż milionową część masy naszej planety (tom I, § 66). W istocie jednak masa atmosfery ziemskiej est, mniej więcej o jedną szóstą część, większa niż wartość przed chwilą podana.

### Zadania.

1. Obserwujemy stan barometru glicerynowego i naftowego w pobliżu powierzchni ziemi. O ile opada słup gliceryny, gdy wznosimy się o 20 m pionowo do góry? o ile wzniesiliśmy się, jeśli słup nafty opadł o 25 mm?

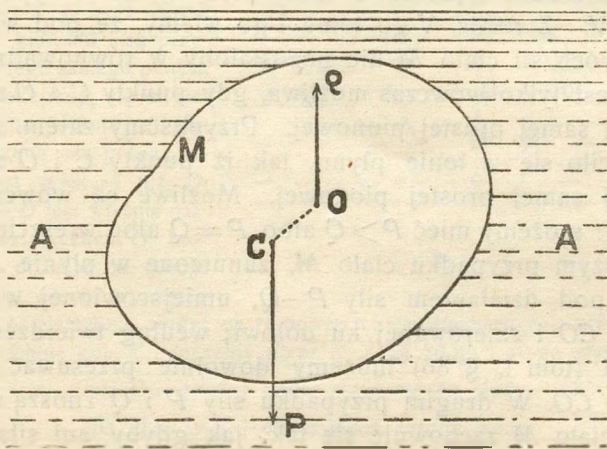
2. Przypuśćmy, że atmosfera ziemska składa się z bezwodnika węglowego i że panuje w niej, przy powierzchni ziemi, obecne normalne atmosferyczne ciśnienie. Gęstość bezwodnika węglowego w 0° C, pod ciśnieniem 1 atm., jest 0·001965 gr/cm<sup>3</sup>. Jaka byłaby wówczas wysokość  $H$  atmosfery jednolitej? Wznosząc się o 1, 2 lub 3 m do góry, w pobliżu powierzchni ziemi i obserwując stan rtęciowego barometru, co dostrzegalibyśmy?

### § 46. Twierdzenie Archimedesesa.

O Archimedesie opowiadają, że słynne swe hydrostatyczne twierdzenie odgadł w kąpeli, rozmyślając nad parciem, którego od wody doznawało jego własne ciało. Czy opowiadanie to jest czy nie jest prawdziwe (ludzie zawsze lubili ważniejsze wydarzenia przystrajać bajeczkami), wskazuje ono prosty sposób przekonania się o tem, że t. zw. *parcie hydrostatyczne* rzeczywiście istnieje. Wiemy, że zanurzone w wodzie ręce i nogi wydają się niezwykle lekkie i ruchliwe. Jakże mamy fakt ten rozumieć?

Przypuśćmy, że ciało  $M$  stałe, ciężkie, jest całkowicie zanurzone w płynie ciężkim  $A$  (rys. 46); przypuśćmy, że ciało i płyn znajdują się w mechanicznej i cieplnej równowadze. Jakie siły działają na ciało? (1) działa na nie własny ciężar, który oznaczmy przez  $P$ ; siła ta jest przyłożona do środka ciężkości  $C$  ciała  $M$  (tom I, § 100) i kieruje się pionowo ku dołowi (2) na powierzchnię całkowicie zanurzonego ciała  $M$  działają nadto ciśnienia, wywierane przez otaczający płyn  $A$ ; przypuśćmy na przykład, że w różnych punktach tej powierzchni działają ciśnienia  $p_1, p_2, \dots$ . Zapytujemy, czy, razem wzięte, ciśnienia te  $p_1, p_2, \dots$

wytwarzają jakąś *jedną* wypadkową  $Q$ ? Jeżeli ją wytwarzają, jaka jest jej wartość? jaki kierunek? do którego punktu ciała jest przyłożona? Zdawałoby się, że niełatwo odpowiedzieć na te pytania; tymczasem Archimedes rozstrzyga je w sposób wy-



Rys. 46.

tworny i prosty. Wyobraźmy sobie, powiada, że usunęliśmy ciało  $M$  i że całą jego objętość  $V$  zajął płyn  $A$ . Ciśnienia  $p_1, p_2, \dots$  będą wówczas wywierane na masę płynu  $A$ , wprowadzoną do objętości  $V$ ; w ich wartościach, kierunkach i miejscach przyłożenia nie zmieni się nic, albowiem otaczający płyn  $A$  pozostał ten sam. Uważajmy teraz masę płynną, którą wprowadziliśmy do objętości  $V$ ; pozostaje ona pod działaniem (1) własnego ciężaru, przypuśćmy  $R$ , przyłożonego do środka ciężkości  $O$ ; tej masy i skierowanego pionowo ku dołowi (2) wymienionych przed chwilą ciśnień  $p_1, p_2, \dots$  sprawianych przez płyn otaczający. Lecz gdyby całą objętość  $V$  wypełniała pewna masa tego samego płynu  $A$ , który znajduje się wszędzie dokoła, pozostawałaby ona z pewnością w równowadze; zatem ogół ciśnień  $p_1, p_2, \dots$  musi równoważyć się z siłą  $R$ ; innymi słowy, ten ogół ciśnień wytwarza pewną wypadkową  $Q$ , równą sile  $R$ , przyłożoną do środka ciężkości  $O$  (masy płynnej, wypełniającej objętość  $V$ ) i skierowaną pionowo do góry. Powróćmy teraz do pierwotnego założenia, iż objętość  $V$  zajmuje nie płyn  $A$ , lecz obce ciało  $M$ , zanurzone w tym płynie. Widzimy, że ciało  $M$  pozostaje pod dzia-

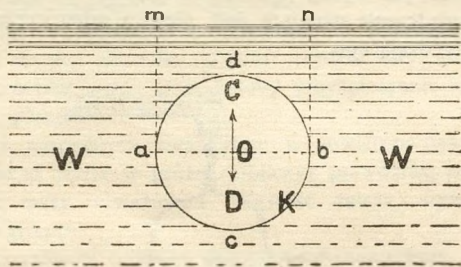
łaniem dwóch sił  $P$  i  $Q$ ; obiedwie są umiejscowione w prostych pionowych, ale kierunki ich działania są przeciwne, punkty zaś przyłożenia są niejednakowe:  $P$  działa ku dołowi i jest przyłożona do środka ciężkości ciała  $M$ ,  $Q$  działa ku górze i jest przyłożona do środka ciężkości  $O$  masy płynu  $A$ , która wypełniałaby objętość  $V$ . Z rozdz. V-go tomu I-go wiemy, że pod wpływem takich dwóch sił ciało  $M$  nie pozostałoby w równowadze; równowaga jest tylko wówczas możliwa, gdy punkty  $C$  i  $O$  znajdują się na tej samej prostej pionowej. Przypuśćmy zatem, że ciało  $M$  wykręciło się w łonie płynu, tak iż punkty  $C$  i  $O$  znalazły się na tej samej prostej pionowej. Możliwe są wówczas trzy przypadki: możemy mieć  $P > Q$  albo  $P = Q$  albo wreszcie  $P < Q$ . W pierwszym przypadku ciało  $M$ , zanurzone w płynie  $A$ , znajduje się pod działaniem siły  $P - Q$ , umiejscowionej w prostej pionowej  $CO$  i skierowanej ku dołowi; według twierdzenia Varignon'a (tom I, § 86) możemy dowolnie przesuwać tę siłę w prostej  $CO$ . W drugim przypadku siły  $P$  i  $Q$  znoszą się wzajemnie; ciało  $M$  zachowuje się tak, jak gdyby ani siła  $P$ , ani siła  $Q$  nie działała na nie. W trzecim przypadku ciało  $M$  znajduje się pod wpływem siły  $Q - P$ , umiejscowionej w prostej pionowej  $CO$  i skierowanej ku górze; według powołanego twierdzenia możemy dowolnie przesuwać tę siłę w prostej  $CO$ . Siłę  $Q$  nazywamy *parciem hydrostatycznym*.

Streszczamy się w twierdzeniu następującem. Przypuśćmy, że ciało stałe i ciężkie  $M$  jest całkowicie zanurzone w płynie ciężkim  $A$  i że ciało i płyn są w zupełnej równowadze. Na ciało  $M$  działa wówczas wypadkowa dwóch sił: (1) ciężaru  $P$  ciała, przyłożonego do jego środka ciężkości  $C$  i skierowanego pionowo ku dołowi (2) parcia hydrostatycznego  $Q$ , przyłożonego do środka ciężkości  $O$  masy płynu  $A$ , która zajmowałaby objętość ciała  $M$  i skierowanego pionowo ku górze; to parcie  $Q$  równa się ciężarowi przed chwilą wymienionej masy płynu  $A$ , która zajmowałaby objętość ciała  $M$ . Środek  $C$  i środek  $O$  przypadają na tej samej prostej pionowej; wypadkowa sił  $P$  i  $Q$  jest więc równa bezwzględnej wartości różnicy  $P - Q$  i (jeżeli od zera jest różna) kieruje się w stronę siły przeważającej.

Wyobraźmy sobie kulę  $K$  zanurzoną w wodzie  $W$  (rys. 47); przypuśćmy, że  $ab$  jest poziomem przecięciem tej kuli, przechodzącym przez jej środek  $O$ . Koło  $ab$  dzieli powierzchnię kuli  $K$  na półkulę dolną  $acb$  i górną  $adb$ . Ciśnienia, wywierane przez wodę  $W$  na dolną półkulę  $acb$ , kierują się mniej lub wię-



cej ku górze i w środku  $O$  kuli dają wypadkową  $C$ , zwróconą pionowo ku górze. Ciśnienia, sprawiane przez wodę na górną półkulę  $adb$  kierują się mniej lub więcej ku dołowi i w środku  $O$  kuli tworzą wypadkową  $D$ , zwróconą pionowo ku dołowi. Wypadkowe  $C$  i  $D$  mają wprost przeciwne kierunki i są przyłożone do tego samego punktu  $O$ ; zatem odejmują się od siebie. Ale dolna półkula jest głębiej zanurzona niż górna; zatem  $C$  jest większa niż  $D$ . Różnica  $C - D$  jest właśnie parciem hydrostatycznym  $Q$ , którego kula doznaje od wody.



Rys. 47.

Przypuśćmy, że  $mn$  wyobraża swobodną powierzchnię wody; na tę powierzchnię działa ciśnienie atmosferyczne  $p_0$ . Powierzchnię kuli  $K$  oznaczmy przez  $S$ . Z §§ 36-go i 40-go wynika, że

$$1. \quad \text{siła } C = \frac{1}{2} p_0 S + \text{ciężar słupa } macbn \text{ wody}$$

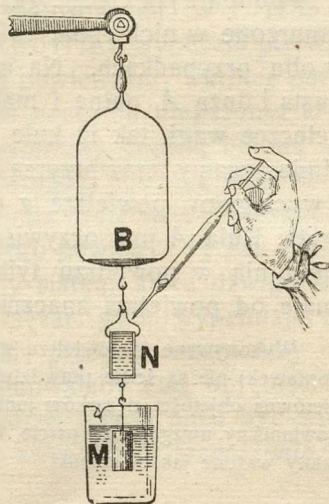
$$2. \quad \text{siła } D = \frac{1}{2} p_0 S + \text{ciężar słupa } madbn \text{ wody}$$

Odejmując, otrzymujemy

$$3. \quad Q = C - D = \text{ciężarowi kuli } acbd \text{ wody,}$$

co w uważanym przypadku wyraża twierdzenie Archimedesesa.

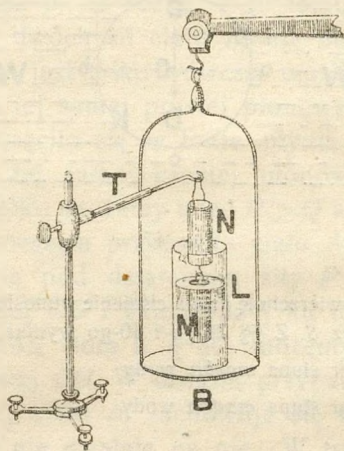
Następujące doświadczenie służy zwykle do objaśnienia tego twierdzenia. Pod szalką  $B$  wagi (rys. 48) zamieszczamy naczynko  $N$  oraz walec pełny  $M$ , który mieści się dokładnie w naczynku  $N$  i wypełnia całkowicie jego pojemność. Umieszczając stosowną tarę na przeciwległej szalce wagi, równoważymy w powietrzu ciała  $N$  i  $M$ . Gdy teraz walec  $M$  zanurza się w wodzie, widzimy, że szalka  $B$  idzie do góry; przywracamy równowagę, gdy napełnimy naczynko  $N$  wodą, jak pokazano na rysunku.



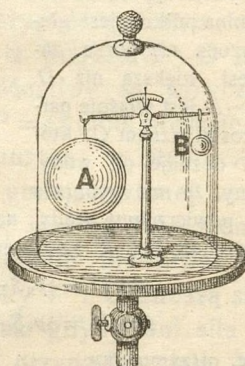
Rys. 48.

Ciało  $M$ , zanurzone w płynie  $A$ , doznaje od niego siły  $Q$ , skierowanej pionowo ku górze. Odwołując się do trzeciej zasady dynamiki (tom I, §§ 34. 36 i 37), wyprowadzamy stąd wniosek, że płyn  $A$  musi jednocześnie doznawać, od zanurzonego ciała  $M$ , siły również  $Q$ , skierowanej pionowo ku dołowi. Przekonajmy się, czy ten wniosek jest prawdziwy. Na szalce  $B$  wagi (rys. 49) równoważymy naczynie  $L$ , zawierające pewną ilość wody. Zanurzamy teraz do wody walec  $M$ , zawieszony na osobnym postumencie  $T$  i nie

dotykający szalki ani wagi; dostrzegamy, że szalka *B* porusza się ku dołowi. Odbierając naczyniu *L* tyle wody, ile mieści się w naczyniuku *N* (którego pojemność, jak wyżej, jest równa objętości walca *M*), przywracamy równowagę. Doświadczenie niniejsze jest niejako odwróceniem, a zarazem uzupełnieniem poprzedzającego.



Rys. 49.



Rys. 50.

Podobnie jak ciecze, gazy wywierają parcie hydrostatyczne na zanurzone w nich ciała; twierdzenie Archimedeasa stosuje się w obu przypadkach. Na małej wadze zawieszamy dwie kule, pustą i dużą *A*, pełną i małą *B* (rys. 50). Kulę *B* posuwamy po belecze wagi, tak iż kule równoważą się ze sobą w powietrzu. Umieszczamy teraz przyrząd pod dzwonem pompy pneumatycznej i wyciągamy powietrze z pod dzwonu; kula *A* wówczas przeważa. Kula *A* jest oczywiście cięższa niż kula *B* i równoważyła się z nią w powietrzu tylko dlatego, iż, jako rozleglejsza, doznaje od powietrza znacznie większego hydrostatycznego parcia.

Wykonywane w powietrzu ważenia dają zatem wyniki, które (bez pewnych poprawek) nie są ściśle prawdziwe; objętość ważonego przedmiotu bywa zwykle nierówna objętości ciężarków (odważników). Ażeby otrzymać wynik poprawny, powinniśmy uwzględnić parcie, którego od powietrza doznają zarówno przedmioty ważne jak odważniki.

#### Zadania.

1. Na szalce wagi umieszczamy *obok* siebie: naczynie, zawierające wodę i kawałek mosiądzu; ciała te równoważymy tarą na przeciwległej szalce. Jeżeli przeniesiemy mosiądz do wnętrza wody, czy naruszymy przez to równowagę? Wy tłumaczyć, dlaczego równowaga trwa nieprzerwanie.

2. Sześcian korkowy jest przyklejony do sześcianu ołowianego; zanurzone w wodzie, nie mają one tonąć ani wypływać ku powierzchni. Znając gęstość ołowiu ( $11.4 \text{ gr/cm}^3$ ) oraz gęstość korka ( $0.24 \text{ gr/cm}^3$ ), obliczyć, w jakim stosunku powinny pozostawać krawędzie uważanych sześcianów.

3. Sporządzona z korka kula, o promieniu  $r$ , zanurzona w wodzie, jest przytwierdzona zapomocą sznura do dna zbiornika. Znaleźć wartość siły, która wypręży ten sznur. Gdybyśmy przecięli sznur, jakie byłoby przyspieszenie kuli w pierwszej chwili jej ruchu ku górze?

4. Przy pomocy odważników mosiężnych zważyliśmy w powietrzu pewną ilość żelaza; wiemy, że odważniki są ściśte w próżni. Obliczyć prawdziwą wartość stosunku masy żelaza do masy odważników. Gęstość żelaza wynosi  $7.5 \text{ gr/cm}^3$ , gęstość mosiądzu  $8.4 \text{ gr/cm}^3$ .

5. Ważymy w powietrzu kauczukową powłokę balonika tak zgniecioną, że jej objętość jest bardzo mała; następnie wypełniamy balonik atmosferycznym powietrzem i ważymy w powietrzu powtórnie. Czy znajdziemy różnicę ciężaru?

6. Na dno jeziora chcemy opuścić żelazny dzwon, kształtu półkuli; zanurzamy go brzegiem (równikiem) na dół, tak iż powietrze nie uchodzi. Oznaczamy przez  $r$  wewnętrzny promień dzwonu, przez  $x$  grubość jego ścian, przez  $s$  ciężar właściwy żelaza. Jeżeli dzwon ma tonąć, jaki warunek powinien spełniać stosunek  $x/r$ ?

### § 47. O balonach.

Twierdzenie Archimedesesa znalazło piękne zastosowanie w wynalazku balonów; upłynęło jednak dwadzieścia stuleci, zanim zauważono możliwość takiego zastosowania. W r. 1783-im, w Annonay we Francji, bracia Montgolfier wypuścili pierwszy balon, napełniony dymem i gorącym powietrzem; wkrótce potem Charles w Paryżu zbudował balon znacznie ulepszony, który napełnił wodorem. Najważniejszą składową częścią balonu jest zbiornik gazu (zwykle gazu oświetlającego); powłoka tego zbiornika, o ile podobna najlżejsza, powinna skutecznie przeszkadzać wzajemnej dyfuzji gazu i zewnętrznego powietrza (§ 22). Kulisty lub podłużny zbiornik jest otoczony siatką, która dźwiga łódź balonu. Oznaczmy przez  $P$  łączny ciężar: gazu, wypełniającego zbiornik, dalej powłoki, siatki i łodzi; przez  $Q$  rozumiejmy ciężar takiej ilości powietrza, jaka zajmowałaby całą objętość balonu. Ażeby balon wznosił się ku górze, siła  $Q$  musi być większa niż  $P$ ; różnicę  $Q - P$  nazywamy zwykle *siłą wznoszenia się balonu*.

W  $0^\circ \text{C}$ , pod ciśnieniem atmosferycznym normalnym,  $1 \text{ m}^3$  powietrza waży, jak wiadomo,  $1.293 \text{ Kg}$ ; w tych samych warunkach  $1 \text{ m}^3$  wodoru waży  $0.09 \text{ Kg}$ ,  $1 \text{ m}^3$  gazu oświetlającego waży od  $0.4$  do  $0.8 \text{ Kg}$ , zależnie od sposobu przyrządzenia i składu gazu. Pomijając zatem ciężar powłoki, siatki i łodzi, otrzy-

mujemy następującą górną granicę siły wznoszenia się, oczywiście nieosiągalną: dla balonu, wypełnionego wodorem: 1·2 Kg na każdy m<sup>3</sup> objętości; dla balonu, wypełnionego gazem oświetlającym: od 0·5 do 0·9 Kg na każdy m<sup>3</sup> objętości.

Przypuśćmy, że w dolnych warstwach atmosfery balon wznosi się ku górze; warunek  $Q > P$  jest więc spełniony. Gdy balon przenika do warstw wyższych, gdzie powietrze jest rzadsze,  $Q$  zmniejsza się, balon zaczyna opadać. Przypuśćmy, że aeronauta wyrzucił balast;  $P$  zmniejszyła się, siła wznoszenia się wzrosła natychmiast. Skutkiem postępu dyfuzji, część ilości gazu zawartego w zbiorniku uszła nazewnątrz, pewna zaś ilość powietrza przeniknęła nawewnątrz; ciężar  $P$  zwiększył się, siła wznoszenia się balonu zmalała.

#### Zadania.

1. Ciężar balonu (wraz z łodzią) wynosi 55 Kg; objętość balonu wynosi 120 m<sup>3</sup>; wypełniono go gazem o gęstości trzy razy mniejszej niż gęstość powietrza. Obliczyć siłę wznoszenia się balonu.

2. Napełniony wodorem balon kulisty trzymamy na uwięzi przy pomocy sznurka. Średnica balonu wynosi 60 cm; średnica sznurka jest 2 mm; ciężar powłoki i sznurka zaniedbujemy. Obliczyć czynne w sznurku ciągnięcie. Ażeby wytworzyć w sznurku to samo ciągnięcie, jaką musielibyśmy na nim zawiesić kulę żelazną?

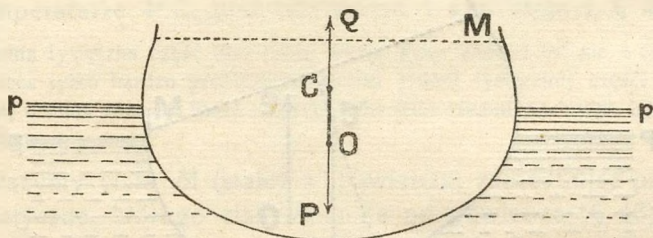
3. Już w XVII-em stuleciu pisał X. Lana, że cienkościenne miedziane naczynie wznosiłoby się w atmosferze do góry, gdybyśmy z niego wyciągnęli powietrze. Obliczmy grubość ścianek miedzianego balonu, o zewnętrznej średnicy np. 30 m, który, będąc wewnątrz pusty, nie opadałby ani nie wznosiłby się w atmosferze ku górze. Gęstość miedzi wynosi 8·9 gr/cm<sup>3</sup>. Powłoka miedziana musiałaby być tak cienka, że nie wytrzymałaby zewnętrznego (atmosferycznego) ciśnienia; pomysł był zatem niewykonalny.

#### § 48. O równowadze ciał pływających.

Nieraz spostrzegamy, że ciała stałe pływają po powierzchni cieczy. Kłoda drewniana albo tafła lodu pływa po wodzie; kawałek korka pływa po nafcie lub alkoholu; bryłka żelaza pływa po rtęci; czółna, statki i okręty, nawet i takie, które są sporządzone z żelaza i stali, unoszą się po powierzchni rzek, jezior i mórz zupełnie swobodnie.

Wyobraźmy sobie ciało  $M$  (rys. 51), np. kadłub okrętu, którego część jest zanurzona pod powierzchnię  $pp$  cieczy; przypuśćmy, że w tem położeniu ciało znajduje się w równowadze. Twierdzenie Archimedesesa wyjaśnia istotę tej równowagi. Parcie hydrostatyczne  $Q$ , którego ciało  $M$  doznaje od cieczy, jest równe ciężarowi ilości cieczy, której miejsce zajmuje zanurzona część ciała  $M$ ; siła ta  $Q$  jest przyłożona do środka cięż-

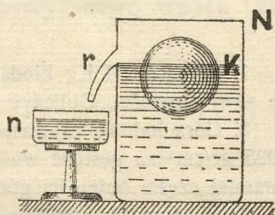
kości  $O$  wymienionej ilości cieczy i kieruje się pionowo ku górze. Ciężar  $P$  ciała  $M$  jest przyłożony do środka ciężkości  $C$  te-



Rys. 51.

goż ciała i kieruje się pionowo ku dołowi. Do równowagi ciała  $M$  potrzeba zatem i wystarcza: (1) ażeby siła  $Q$  była równa ciężarowi  $P$  (2) ażeby obadwa środki  $O$  i  $C$  leżały na tej samej prostej pionowej.

Stusność pierwszego wniosku sprawdzamy łatwo. Do naczynia  $N$ , zaopatrzonego w boczną odpływową rurkę  $r$  (rys. 52), nalewamy wody; gdy woda przestała odpływać, wprowadzamy do niej łagodnie drewnianą kulę  $K$ . Wycieśnioną wodę zbieramy w naczyniu  $n$ , które zrównoważyliśmy poprzednio na wadze. Przekonywamy się, że ciężar wody zebranej w  $n$  równa się ciężarowi kuli  $K$ .

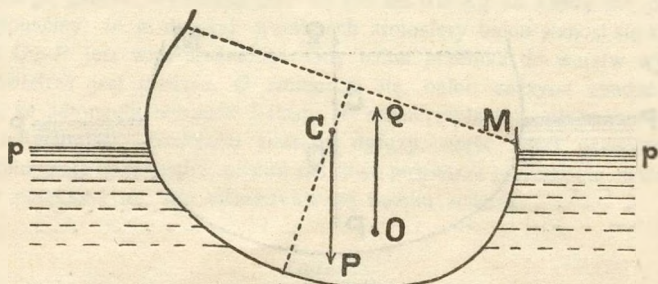


Rys. 52.

Wyobraźmy sobie, że ładunek okrętu  $M$  (rys. 51) został powiększony; równowaga będzie tylko wówczas możliwa, gdy partce  $Q$  wzrośnie o tyle, o ile zwiększył się ciężar  $P$ ; innymi słowy, gdy okręt zanurzy się głębiej. Nadmierne zanurzenie byłoby oczywiście niebezpieczne; na zewnętrznej powierzchni morskiego okrętu widzimy zwykle linję barwną graniczną (t. zw. *Plimsoll Mark* we flocie angielskiej), której pod zwierciadłem wód zanurzyć nie wolno. Wyobraźmy sobie przeciwnie, że ciężar  $P$  z jakiegokolwiek powodu się zmniejszył, że w ciągu podróży spalono naprzykład zapas węgla lub nafty, który wzięto pierwotnie; okręt wówczas coraz mniej się zanurza.

Wyobraźmy sobie jeszcze raz okręt  $M$  (rys. 51); gdy przytoczone warunki spełniają się, okręt jest w równowadze. Wiemy jednakże, że równowaga ciała może być rozmaitego rodzaju; bywa ona bezpieczna i trwała, lecz niekiedy może być nietrwała czyli *chwiejna* albo też *obojętna* (tom I, § 101); dla bezpieczeństwa okrętu jego równowaga powinna oczywiście być trwała. Dla przykładu przypuścmy, że (pod naporem fal lub pod działaniem wiatru) okręt  $M$  przechylił się, jak pokazuje rys. 53; do trwałości równowagi potrzeba, ażeby w nowem, od poprzedniego nieco odmiennem położeniu okrętu pojawiały się w nim siły, które dążyłyby do wyprostowania go napowrót. Przypuścmy, że  $C$  (rys. 53) jest środkiem ciężkości okrętu, że  $O$  jest środkiem ciężkości masy

wodnej, którą okręt w swem obecnym, nowem położeniu wycięsnia. Ciężar  $CP$  okrętu działa w  $C$  pionowo na dół; parcie  $OQ$  działa w  $O$  pionowo do góry.



Rys. 53.

Jeżeli rzeczy mają się tak, jak przyjęto na rysunkach 51 i 53, widzimy wówczas, że okręt przechylony znajduje się pod działaniem pary sił  $CP$ ,  $OQ$ , która dąży do przywrócenia mu pierwotnego, pionowego położenia (por. tom I, §§ 88, 89 i 97); w tym przypadku równowaga okrętu jest trwała.

#### Zadania.

1. Wążąca 2·4 Kg kłoda drewniana pływa po wodzie, zanurzając dwie trzecie swej objętości. Obliczyć gęstość drewna i objętość kłody.

2. Góra lodowa pływa po morzu. Biorąc 0·92 gr/cm<sup>3</sup> za gęstość lodu, oraz 1·025 gr/cm<sup>3</sup> za gęstość wody morskiej, znaleźć stosunek zanurzonej do niezauurzonej części objętości góry.

3. W naczyniu znajduje się rtęć, ponad nią rozlana jest woda. Kula szklana (pełna) tonie w wodzie, w rtęci wypływa do góry. Za gęstość wody, szkła i rtęci kładąc 1 gr/cm<sup>3</sup>, 2·8 gr/cm<sup>3</sup> oraz 13·6 gr/cm<sup>3</sup>, wykazać, że kula, zatrzymując się na granicy zetknięcia cieczy ze sobą, zanurzy sześć siódmych objętości w wodzie, jedną siódmą w rtęci.

4. Wpływając z morza do słodkowodnego jeziora lub rzeki, parowiec opuścił się cały o 5 cm ku dołowi; gdy, płynąc w górę rzeki, spalił 50 ton węgla, podniósł się znowu o 2·5 cm. Przypuszczając, że gęstości wody morskiej i rzecznej mają się do siebie jak 1·025 do 1·000, dowieść, że w wodzie morskiej parowiec musiał zanurzać 4000 m<sup>3</sup>.

#### § 49. O sposobach wyznaczania ciężarów właściwych.

Oznaczmy ciężar ciała przez  $P$ , jego objętość przez  $V$ ; *średnim ciężarem właściwym* ciała nazywamy stosunek

$$1. \quad \Delta = P/V \quad ; \quad \text{zatem} \quad 2. \quad P = V\Delta$$

(por. tom I, § 103). Przypuśćmy, że ciężar  $P$  podano w Gr, objętość  $V$  w cm<sup>3</sup>; ciężar właściwy  $\Delta$  jest wówczas wyrażony

w  $\text{Gr/cm}^3$ . Ciało, którego  $1 \text{ cm}^3$  ważyłby  $1 \text{ Gr}$ , miałoby ciężar właściwy  $1 \text{ Gr/cm}^3$ ; niemal dokładnie takim ciałem jest woda w temperaturze  $4^\circ \text{C}$ , pod ciśnieniem  $1 \text{ atm}$ . (tom I, § 40).

Jedna tysięczna część litra takiej wody waży ściśle  $1 \text{ Gr}$ ; ale  $1 \text{ cm}^3$  nie jest ściśle lecz tylko bardzo przybliżenie równy jednej tysięcznej części litra; nadzwyczaj drobną różnicę, która między temi jednostkami zachodzi, będziemy tu zaniedbywali.

Ważymy ciało  $M$  (stałe) w powietrzu; zaniedbując parcie hydrostatyczne, którego ciało doznaje od powietrza (§ 46), poczytujemy znaleziony ciężar  $P$  za prawdziwy. Zanurzamy ciało  $M$  w cieczy  $C$  i ważymy je ponownie; pozorny ciężar ciała wynosi wówczas  $R$ . Jeżeli  $Q$  jest parciem hydrostatycznym, którego  $M$  doznaje od cieczy  $C$ , mamy

$$3. \quad R = P - Q \quad \text{więc} \quad 4. \quad Q = P - R$$

Oznaczając przez  $V$  objętość ciała  $M$ , przez  $s$  ciężar właściwy cieczy  $C$ , mamy według § 46-go oraz powyższego wzoru (2):

$$5. \quad Q = Vs$$

Z równań (1), (4) i (5) otrzymujemy

$$6. \quad \Delta = \frac{Ps}{P-R}$$

Znając ciężar właściwy  $s$  i wyznaczywszy  $P$  oraz  $R$ , znajdujemy  $\Delta$ . Za ciecz  $C$ , w której zanurzamy ciało  $M$ , wybierzmy wodę; jeżeli temperatura jest niezbyt różna od  $4^\circ \text{C}$ , wartość  $s$  jest bliska  $1 \text{ Gr/cm}^3$ ; wówczas, przybliżenie

$$7. \quad \Delta = \frac{P}{P-R} \cdot \frac{\text{Gr}}{\text{cm}^3}$$

Przypuśćmy, że mamy znaleźć ciężar właściwy pewnej cieczy  $C$ . Wybieramy ciało stałe  $M$ , które nie rozpuszcza się w wodzie ani w cieczy  $C$  i nie doznaje od nich chemicznego działania. Niechaj  $P$  oznacza ciężar ciała  $M$  zważonego w powietrzu; ciężar tegoż ciała całkowicie zanurzonego w wodzie niechaj wynosi  $R_0$ ; ciężar tegoż ciała całkowicie zanurzonego w cieczy  $C$  niech wynosi  $R$ . Ciało  $M$  doznaje parcia  $Q_0$  od wody,  $Q$  od cieczy  $C$ ; mamy

$$8. \quad Q_0 = P - R_0 \quad ; \quad Q = P - R$$

Oznaczając przez  $s_0$  i  $s$  ciężar właściwy wody i cieczy  $C$ , przez  $V$  objętość ciała  $M$ , otrzymujemy

$$9. \quad Q_0 = Vs_0 \quad ; \quad Q = Vs$$

z (8) zaś i z (9) wyprowadzamy

$$10. \quad \frac{s}{s_0} = \frac{P-R}{P-R_0}$$

Możemy założyć  $s_0 = 1 \text{ Gr/cm}^3$  w równaniu (10), jako wartość przybliżoną.

Ciężar właściwy rozmaitych cieczy, z którymi codziennie miewamy do czynienia, różni się niezbyt znacznie od ciężaru właściwego wody. C. wł. mleka, na przykład, wynosi zwykle około  $1.03 \text{ Gr/cm}^3$ ; c. wł. wina około  $0.99 \text{ Gr/cm}^3$ ;

c. wł. wody morskiej około  $1.02 \text{ Gr/cm}^3$ ; c. wł. mieszanin alkoholu etylowego z wodą zmienia się, zależnie od składu, od  $0.79$  do  $1.00 \text{ Gr/cm}^3$ . Ciężar właściwy podobnych cieczy wyznaczamy szybko i łatwo,

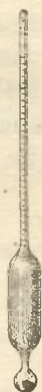
choć niezbyt dokładnie, zapomocą *areometru* (rys. 54). Wyobraźmy sobie rurkę szklaną, z obu końców zamkniętą, która rozszerza się u dołu i przechodzi wreszcie w kulkę, zawierającą nieco rtęci. Przez  $P$  oznaczmy ciężar areometru; ciężar ten jest tak dobrany, że areometr nie tonie w wodzie ani w badanej cieczy  $C$ , lecz pływa w nich, zanurzając się oczywiście niejednakowo. Oznaczmy przez  $s_0$  i  $s$  ciężar właściwy wody i cieczy  $C$ ; przez  $V_0$  i  $V$  rozumiejmy objętość, którą areometr zanurza w wodzie i w cieczy  $C$ . Według § 48-go mamy wówczas

$$11. \quad P = V_0 s_0 \quad \text{oraz} \quad P = Vs$$

zatem

$$12. \quad s_0 : s = V : V_0$$

Rys. 54. Na szyjce areometru znajduje się skala, na której bezpośrednio odczytujemy ciężar właściwy cieczy, do której areometr został wprowadzony.



#### Zadania.

1. Wyrobiona z glinu sztaba waży w próżni  $x \text{ Gr}$ ; gdy zanurzymy ją w wodzie, jaki mieć będzie ciężar pozorny? Gęstość glinu =  $2.58 \text{ gr/cm}^3$ .

2. Ciało waży w próżni  $24 \text{ Gr}$ , w wodzie  $20 \text{ Gr}$ ; dowieść, że zanurzone w alkoholu (gęstości  $0.79 \text{ gr/cm}^3$ ) będzie ważyło pozornie  $20.84 \text{ Gr}$ .

3. Dwa ciała, gęstości  $d_1$  i  $d_2$ , równoważą się na wadze w próżni; co nastąpi, gdy zanurzymy te ciała w jakiegokolwiek cieczy?

4. Ciało  $M$  waży w próżni  $35 \text{ Gr}$ , w cieczy  $E$ :  $30 \text{ Gr}$ , w cieczy  $F$ :  $25 \text{ Gr}$ . Ile będzie ważyło pozornie w mieszaninie, zawierającej równe objętości cieczy  $E$  i  $F$ ? Gęstość tej cieczy jest średnią arytmetyczną gęstości cieczy  $E$  i  $F$ .

5. Ciało waży w próżni  $P$ , w wodzie  $R$ ; jaki będzie pozorny ciężar ciała ważonego w powietrzu?

6. Sześcian mosiężny waży w próżni  $8.5 \text{ Kg}$ , w wodzie  $7.5 \text{ Kg}$ ; w nalcie waży  $7.7 \text{ Kg}$ . Obliczyć gęstość mosiądzu i nafty oraz długość krawędzi sześcianu.

7. Według podania, złotnik w Syrakuzie otrzymał od króla Hierona złoto,



z którego miał sporządzić koronę. Powziąwszy podejrzenie, że złotnik przywłaszczył sobie pewną ilość złota (gęstości  $19 \text{ gr/cm}^3$ ) i zastąpił ją srebrem ( $11 \text{ gr/cm}^3$ ), król zwrócił się do Archimedesesa z prośbą o radę. Archimedeses wazy koronę w powietrzu i w wodzie; przekonywa się, że średnia gęstość korony wynosi  $16 \text{ gr/cm}^3$ ; oznajmia wówczas królowi, że z każdych 128 wagowych części korony 33 części są srebrne. Jak rozumował Archimedeses?

### § 50. O ściśliwości ciał ciekłych.

Pewna masa cieczy zajmuje objętość  $V$  w temperaturze  $T$ , pod ciśnieniem 1 atmosfery; bez zmiany temperatury poddajemy tę ciecz działaniu znacznego (normalnego i jednostajnego) ciśnienia  $p$ ; przybierze ona wówczas objętość mniejszą, np.  $V-v$  (§ 29). Powiadamy, że  $v$  jest *ściśnięciem*, którego ciecz doznała; stosunek  $v/V$ , który oznaczamy przez  $\theta$ , nazywamy *jednostkowym ściśnięciem*. Zakładamy, że

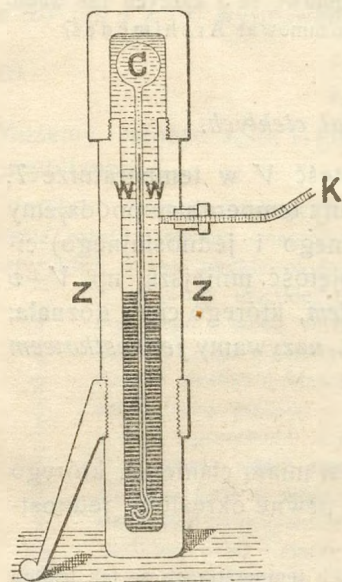
$$1. \quad p = k\theta;$$

wartość  $k$  t. zw. *modułu ściśliwości* jest miarą ciśnienia, którego użyć należy, ażeby wywołać w cieczy pewne określone jednostkowe ściśnięcie.

Pospolicie znane nam ciecze w pokojowych temperaturach są tak trudno ściśliwe, że aż do drugiej połowy XVIII-go stulecia nie wiedziano z pewnością, czy są wogóle ściśliwe. Dokładne pomiary w tym przedmiocie są trudne; dopiero w nowszych czasach uzyskaliśmy rozległe i ścisłe wiadomości o zachowaniu się cieczy pod działaniem znacznych ciśnień. Istnieje przecież fakt niewątpliwy i znany oddawna, który sam przez się jest dostatecznym dowodem, że woda w pewnej mierze musi być ściśliwa. Głos może przez wodę przebiegać. Jak zobaczymy niebawem, rozchodzenie się głosu w materialnym ośrodku polega na udzielaniu się z miejsca do miejsca drobnych zagęszczeń i rozrzedzeń; w nieściśliwej cieczy głos nie mógłby rozbiegać się wcale.

Wyobraźmy sobie przyrząd następujący. Balon szklany  $C$  (rys. 55) jest zaopatrzony w ciekłą rurkę, której otwór nurza się w rtęci, rozlanej u dołu wytrzymałego zbiornika  $ZZ$ ; pozostała część wnętrza zbiornika jest wypełniona wodą  $WW$ , którą przez kanał  $K$  poddajemy działaniu znacznego ciśnienia. Balon  $C$  jest wypełniony cieczą, której ściśliwość ma być zbadana; ciecz ta sięga powierzchni rtęci w rurce balonu. Ciśnienie, wywierane na wodę  $WW$ , działa w niej jednostajnie (§ 34); wywiera się ono zatem również i na rtęć i usiłuje ją wcisnąć do rurki balonu; ciecz  $C$  zostaje ściśnięta i powierzchnia rtęci podnosi się w rurce nieco ku górze. Z przemieszczenia powierzchni rtęci można wyli-

czyć, znając pojemność rurki i balonu, jakie jednostkowe ściśnięcie zostało wywołane w cieczy przez pewne (wiadome) ciśnienie. Na zasadzie, którą tu ogólnikowo objaśniliśmy, polega urządzenie *piezometrów* czyli przyrządów, służących do badania ścisłości ciał ciekłych.



Rys. 55.

Wyobraźmy sobie banię szklaną kulistą; zewnętrzna powierzchnia jej powłoki jest *AA*, wewnętrzna *BB* (rys. 56). Na obie powierzchnie, *AA* i *BB*, wywieramy to samo znaczne ciśnienie  $p$ . Zmiana pojemności bani równa się ściśnięciu, którego pod ciśnieniem  $p$  doznałaby kula szklana pełna o zewnętrznej powierzchni *BB*; istotnie, pod działaniem ciśnienia  $p$  powłoka *AABB* ściska się jednakowo, bez względu na to, czy wewnętrzna kula (pełna) jest czy nie jest obecna. Pamiętając o równaniu (1), wnosimy zatem, że ściśnięcia cieczy oraz zawierającego ją balonu mają się do siebie odwrotnie niż wartości modułów  $k$  cieczy i szkła. Przypuśćmy naprzykład, że badamy ścisłość wody zawartej w szklanym balonie;

prawdziwe ściśnięcie wody będzie od 18 do 37,5 razy większe niż skurczenie się balonu (por. § 29).

Przytaczamy wartości modułu ściśłości  $k$  dla niektórych cieczy; jak w § 29-ym, za jednostkę wybrano w tablicy  $10^8$  dyn/cm<sup>2</sup>. Podane wartości stoją się do temperatur pokojowych.

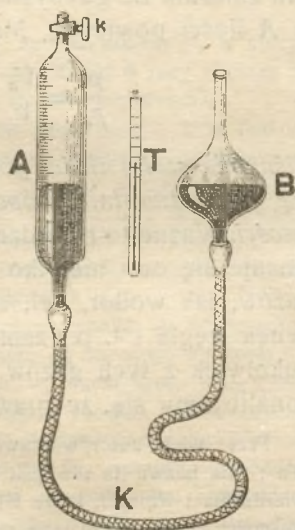
Eter etylowy . . . . .	60	Woda . . . . .	200
Alkohol etylowy . . . . .	100	Gliceryna . . . . .	450
Oliwa . . . . .	180	Rtęć . . . . .	2500

Powiększenie o jedną atmosferę działającego na wodę ciśnienia zmniejsza objętość każdego litra wody o 0.05 cm<sup>3</sup>.

### § 51. Ścisłość gazów. Prawo Boyle'a.]

Gazy są łatwiej ściśliwe niż ciecze. Wyobraźmy sobie litr wody i litr atmosferycznego powietrza, obadwa w temperaturze pokojowej, pod ciśnieniem jednej atmosfery. Zwiększamy ciśnienie o jedną jeszcze atmosferę; wywieramy więc na wodę i na powietrze ciśnienie dwóch atmosfer. Objętość wody zmniejszy się o 0.05 cm<sup>3</sup> (§ 50); objętość powietrza zmniejszy się o 500 cm<sup>3</sup> t. j. 10<sup>4</sup> razy bardziej. W doświadczeniach nad ściśliwością gazów możemy zatem posługiwać się ciśnieniami stosunkowo nieznacznymi; wywołują one w gazach skutki łatwo podpadające pod zmysły.

Badania nad ściśliwością gazów rozpoczął Robert Boyle w XVII-em stuleciu; przyrząd Boyle'a może posłużyć i dzisiaj (z drobnymi zmianami) do pierwszego zapoznania się z prawami ściśliwości ciał lotnych. Wyobraźmy sobie rurę szklaną *A* (rys. 57), z obu końców zwężoną i otwartą; dolny koniec tej rury łączy się ze zbiornikiem *B* za pośrednictwem grubościennej kauczukowej rury *K*; górny koniec jest zaopatrzony w szczelny kurek *k*. Rura *A* jest skalibrowana; wiemy, jaka objętość zawiera się w niej między kurkiem *k* a każdą kreską naciętej na rurze skali. Rura *K*, część rury *A* oraz część zbiornika *B* jest wypełniona rtęcią suchą i czystą.



Rys. 57.

Przypuśćmy z początku, że kurek *k* jest otwarty; w rurze *A* znajduje się wówczas powietrze pod atmosferycznym ciśnieniem. Przekręcając kurek *k* o 90°, zamykamy w *A* pewną ilość powietrza; przypuśćmy, że ona zajmowała wówczas objętość  $V_0$ . Od-

czytujemy ciśnienie atmosferyczne na barometrze; przypuśćmy, że ono wynosi  $p_0$ . Na termometrze odczytujemy jeszcze temperaturę  $T$  powietrza. Zamknęliśmy zatem w  $A$ , pomiędzy kurkiem a rtęcią, pewną ilość powietrza, której objętość jest  $V_0$ , ciśnienie  $p_0$ , temperatura  $T$ . Podnosimy teraz zbiornik  $B$  do góry; gdy rtęć uspokoiła się, spostrzegamy, że objętość zamkniętej w  $A$  ilości powietrza zmniejszyła się, ale jej ciśnienie jednocześnie się wzmoгло. Dla uproszczenia przypuśćmy, że temperatura powietrza nie zmieniła się i jest  $T$ , jak poprzednio. Oznaczmy przez  $V$  obecną objętość uwięzionej w  $A$  ilości powietrza, przez  $p$  jego ciśnienie; nasz przyrząd jest manometrem rtęciowym (§ 39), możemy więc zmierzyć ciśnienie  $p$  bez trudności. Powiadamy ostatecznie: ta sama ilość powietrza, która, zajmując objętość  $V_0$  w temperaturze  $T$ , wywierała ciśnienie  $p_0$ , wywiera teraz ciśnienie  $p$ , gdy w tej samej temperaturze  $T$  zajmuje objętość  $V$ .

Wykonawszy opisane pomiary, przekonywamy się, że stosunek  $p/p_0$  wypada zawsze równy odwrotności stosunku  $V/V_0$ ; do tego samego wyniku zostalibyśmy doprowadzeni, gdybyśmy obniżali zbiornik  $B$ , gdybyśmy zatem powiększali objętość zamkniętej w  $A$  ilości powietrza. Mamy zawsze

$$1. \quad \frac{p}{p_0} = \frac{V_0}{V} \quad \text{zatem} \quad 2. \quad pV = p_0V_0$$

*Ciśnienie stałej ilości powietrza, której temperatura nie zmienia się, jest odwrotnie proporcjonalne do zajmowanej przez gaz objętości.* Ważne to twierdzenie nazywamy w fizyce *prawem Boyle'a*; stosuje się ono nie tylko do powietrza, lecz również i do innych gazów, jak wodór, hel, argon, tlen, azot, etylen, tlenek i dwutlenek węgla i t. p.; zamknawszy w rurze  $A$  pewną ilość którekolwiek z tych gazów i powtarzając powyższe pomiary, przekonalibyśmy się, że prawom (1) i (2) staje się zadosyć.

Przez wielu autorów prawo Boyle'a bywa nazywane «prawem Mariotte'a»; ale nazwa ta nie jest uzasadniona. W r. 1676 Mariotte powtórzył twierdzenia i wnioski, które Boyle był ogłosił o 14 lat wcześniej; w poznaniu własności gazów Mariotte nie posunął się dalej niż Boyle.

Przypuśćmy, że  $M$  jest masą stałej ilości gazu, która w niezmiennej temperaturze  $T$  zajmuje objętość  $V_0$  pod ciśnieniem  $p_0$ , objętość zaś  $V$  pod ciśnieniem  $p$ . Gęstością ciała, jak wiadomo, nazywamy stosunek jego masy do objętości, którą wypełnia. Pod ciśnieniem  $p_0$  gaz ma przeto gęstość  $M/V_0$ , pod ciśnieniem  $p$  ma

gęstość  $M/V$ ; oznaczmy pierwszą przez  $D_0$ , drugą przez  $D$ . Z równania (2) otrzymujemy

$$3. \quad \frac{p}{D} = \frac{p_0}{D_0}$$

możemy więc wypowiedzieć prawo Boyle'a w postaci następującego twierdzenia, w którym zastrzeżenie niezmienniej ilości gazu już nie jest potrzebne: *ciśnienie gazu, którego temperatura pozostaje niezmienna, jest wprost proporcjonalne do jego gęstości.*

#### Zadania.

1. Pewna ilość wodoru zajmowała w  $0^\circ\text{C}$  objętość  $144\text{ cm}^3$  pod ciśnieniem atmosferycznym  $770\text{ mm}$ . W kilka dni później ta sama ilość gazu w tej samej temperaturze wypełnia  $154\text{ cm}^3$ ; jak zmieniło się w tym czasie ciśnienie atmosferyczne?

2. Litr powietrza w  $0^\circ\text{C}$ , pod ciśnieniem  $1\text{ atm.}$ , waży  $1.293\text{ Gr.}$  Ile waży metr sześcienny powietrza atmosferycznego w  $0^\circ\text{C}$ , gdy słup barometru ma wysokość  $735\text{ mm}$ ?

3. Pod ciśnieniem  $1\text{ atm.}$ , gęstość bezwodnika węglowego jest 22 razy większa niż gęstość wodoru; jaki jest stosunek gęstości pod ciśnieniem 2-ch atmosfer?

4. Naczynie  $M$  zupełnie opróżnione łączymy ze zbiornikiem  $N$ , w którym gaz znajduje się pod ciśnieniem  $1.2\text{ atm.}$  Objętość  $M$  jest 5 razy większa niż objętość  $N$ . Jakie ciśnienie zapanuje ostatecznie w obu zbiornikach?

5. Przeznaczony do podwodnych robót dzwon spuszczone o  $25\text{ m}$  pod powierzchnię wody. Gdyby nie wtlaczano do dzwonu nowych ilości powietrza, jaką część jego pojemności wypełniłaby woda? Człowiek wytrzymuje (zresztą tylko przez czas krótki) ciśnienie najwyżej  $6\text{ atm.}$  w powietrzu; do jakiej zatem głębokości możemy spuścić dzwon bez obawy nieszczęścia? Jeżeli woda nie ma wciskać się do wnętrza dzwonu, którego zanurzenie jest  $h$ , w jakim stosunku musimy powiększyć gęstość powietrza w tym dzwonie?

6. Do rury barometru nalano tylko tyle rtęci, że ponad jej powierzchnią pozostało w rurze  $15\text{ cm}^3$  powietrza. Nie zważając na obecność tej ilości powietrza, wykonano doświadczenie Torricelli'ego; wysokość słupa rtęci wznieśonego w rurze wynosi wówczas  $300\text{ mm}$ , powietrze zaś nad słupem zajmuje  $25\text{ cm}^3$ . Dowieść, że podczas doświadczenia ciśnienie atmosferyczne wynosi  $750\text{ mm}$ .

7. Bańka gazu znajduje się w cieczy o gęstości  $D$ ; tuż przy swobodnej powierzchni, gdzie panuje ciśnienie atmosferyczne  $p_0$ , bańka ma objętość  $v_0$ . Jaką miałyby objętość, gdyby znajdowała się w głębokości  $h$  pod powierzchnią i jakiego parcia hydrostatycznego doznawałaby tam od cieczy?

8. Na wadze, umieszczonej pod dzwonem pompy pneumatycznej, znajdują się dwie kule (rys. 50); ciężary kul w próżni są  $P$  i  $p$ , ich promienie są  $R$  i  $r$ . Wyciągamy z pod dzwonu powietrze do chwili, w której kule zrównoważą się ze sobą. Obliczyć ciśnienie, które panuje w tej chwili pod dzwonem.

## § 52. Gazy doskonałe i niedoskonałe.

Podejrzewano już w XVIII-em stuleciu, że prawo Boyle'a jest tylko przybliżenie prawdziwe. Dopiero jednak znakomity badacz francuski Wiktor Regnault (z którego nazwiskiem spotkamy się nieraz w tej książce) udowodnił w r. 1847-ym, że gazy nie stosują się do prawa Boyle'a dokładnie; że odstępują od niego nawet bardzo znacznie, gdy ich gęstość jest duża lub temperatura bardzo niska. Utworzono wówczas w fizyce pojęcie gazu fikcyjnego, zwanego *doskonałym*, który czyniłby ściśle zadosyć prawu Boyle'a w każdej gęstości i w każdej temperaturze; w późniejszym (VII-ym) rozdziale poznamy dalsze własności, które przypisuje się zwykle gazowi doskonałemu. Utworzywszy pojęcie takiego ciała, musimy oczywiście powiedzieć, że rzeczywiste gazy, które nie spełniają prawa Boyle'a zupełnie dokładnie, są *niedoskonałe*.

Badania Regnaulta odznaczały się wysoką precyzją, ale granice ciśnień, któreimi posługiwał się, nie były obszerne. Znacznie dalej posunęli się późniejsi badacze: Cailletet i Amagat we Francji, Kamerlingh Onnes w Holandji oraz polscy uczeni, Zygmunt Wróblewski i August Witkowski, profesorowie Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. Dzięki żmudnej pracy wymienionych i innych fizyków znamy dziś ściśliwość wielu gazów w rozmaitych temperaturach i pod różnemi, nawet bardzo wysokimi ciśnieniami.

Iloraz  $pV/p_0V_0$  oznaczmy przez  $x$ ; jeżeli wartości  $p$ ,  $p_0$ ,  $V$  i  $V_0$  tyczą się stałej ilości gazu w temperaturze nieziennej,  $x$  według prawa Boyle'a powinna być zawsze równa jedności. Doświadczenie daje następujące wyniki:

	Wodór (0° C)	Powietrze (0° C)	Tlen (0° C)
$p = 1 \text{ atm.}$	$x = 1.000$	$x = 1.000$	$x = 1.000$
25	1.015	0.987	0.977
50	1.031	0.975	0.957
100	1.069	0.968	0.927
500	1.356	1.340	1.156
1000	1.720	1.992	1.735

Aż do kilkudziesięciu atmosfer prawo Boyle'a sprawdza się przybliżenie, przestaje jednak obowiązywać pod wyższemi ciśnieniami.

*Zadania.*

1. Objętości  $V$ , zajmowane przez stałą ilość gazu doskonałego w nieziennej temperaturze  $T$ , odcinajmy na osi odciętych prostokątnego układu osi współrzędnych; na osi rzędnych odcinajmy ciśnienia  $p$ , odpowiadające objętościom  $V$ .

Jaką postać ma krzywa (zwana *izotermą* gazu doskonałego), która wyraża zachodzący między  $p$  i  $V$  związek?

2. Pewien gaz nie stosuje się do prawa Boyle'a; spełnia on raczej zależność następującą: dla niezmiennej ilości gazu w stałej temperaturze:

$$p(V - b) = p_0(V_0 - b)$$

gdzie  $b$  jest pewną stałą. Przypuśćmy, że poddajemy ten gaz ogromnym ciśnieniom, coraz bardziej rosnącym; jak zachowywałyby się objętości  $V$ ? jaką postać miałyby izotermy?

### § 53. Założenia kinetycznej teorii gazów.

«Tor, który zatacza cząsteczka powietrza, jest równie określony jak orbita planety; niema pomiędzy nimi innej różnicy prócz tej, jaka z niezupełności naszej wiedzy wynika». W tych pięknych słowach Laplace'a wypowiedziane jest zasadnicze założenie *kinetycznej teorii materji*, nauki, o której już wspomnieliśmy w § 25-ym. Przypuszczamy w tej teorii, że ciała podpadające pod zmysły są zbiorowiskami nadzwyczajnie licznych cząsteczek; że są to olbrzymie nagromadzenia, że są to tłumy nieprzejrzone oddzielnych, odrębnych, nadzwyczajnie małych okruszyn materji. Przypuszczamy, że owe cząsteczki (czyli *molekuły*) mają pewne masy, poruszają się z pewnymi prędkościami, wywierają pewne siły i ulegają wpływowi pewnych sił; zakładamy, że przebieg tych ruchów i działania tych sił stosują się do praw zwykłej dynamiki. Gazy, jak wiemy, są bardzo rozrzedzoną postacią materji; zatem molekuły gazów muszą niewątpliwie wywierać wzajemnie na siebie bardzo *ślabe* naogół działania; lecz jeśli tak jest, tedy z prawa bezwładności wynika, że cząsteczki gazów biegną zwykle prostoliniowo, z prędkościami stałymi, we wszystkich możliwych kierunkach. Tylko podczas wyjątkowego zbliżenia się ku sobie (które nazywamy *spotkaniem*) cząsteczki wywierają na siebie wpływy znaczne lecz krótkotrwałe, które je skłaniają do nagłych zmian kierunków, do ostrych załamaniań ich torów; skoro spotkanie minęło i cząsteczki oddaliły się od siebie, działania te nikną, cząsteczki poruszają się znów przez prostą bezwładność. Odstęp, który cząsteczka przebywa pomiędzy dwoma kolejnymi spotkaniami, nazywa się jej *drogą swobodną*; jest to wielkość dla gazu charakterystyczna, od której różne jego własności zależą.

Biegając nieustannie we wszystkie strony, cząsteczki muszą trafiać ściany naczynia, w którym gaz się zawiera; muszą o te

ściany uderzać i dzielić się z niemi własną kinetyczną energją, stosownie do praw § 32-go. Wyobraźmy sobie, że w ścianie pewnej sali znajdują się wielkie drzwi lub podwoje, które obracają się na zawiasach bez tarcia; gdyby oddział żołnierzy, umieszczonych w tej sali, strzelał do drzwi nieustannie, musielibyśmy chyba zzewnątrz podpierać je mocno, wywierać na nie znaczne ciśnienie, gdybyśmy nie chcieli pozwolić, ażeby roztworzyły się pod gradem uderzeń. Im częstsze są strzały, im większa masa albo prędkość biegu pocisków, tem większe byłoby ciśnienie, które musielibyśmy wywierać. Bardzo podobnie dzieje się w naczyniu, które jest wypełnione naprzykład wodorem gazowym. Im więcej cząsteczek wodoru przypada na centymetr sześcienny (innemi słowy, im większa jest gęstość gazu), tem częściej cząsteczki uderzają o ściany, tem większe na nie sprawiają ciśnienie. A zatem, jak tego wymaga prawo Boyle'a, ciśnienie gazu musi być wprost proporcjonalne do jego gęstości. Lecz skutki uderzeń zależą również od prędkości cząsteczek, prędkości te zaś wzmagają się, gdy temperatura się podnosi; dlatego oczywistą jest rzeczą, że prawo Boyle'a jedynie wówczas może obowiązywać, gdy temperatura gazu pozostaje niezmienna. Jeżeli ciśnienie jest bardzo duże, gęstość gazu staje się znaczna; cząsteczki wywierają stałe na siebie działania i wpływy, które zmieniają przebieg ich ruchu; prawo Boyle'a przestaje stosować się wówczas.

Dopóki zatem gaz jest bardzo rozrzedzony, w jego zachowaniu objawiają się tylko prawa kinematyki i dynamiki, którym ruch cząsteczek gazu zawsze podlega. Prawa kinematyki i dynamiki są *ogólne*, są niezależne od szczególnej (chemicznej) natury molekuł; dlatego też prawo Boyle'a stosuje się jednakowo (dopóki gęstości są małe) do ciał, bardzo niepodobnych do siebie pod względem chemicznych własności: zarówno do t. zw. pierwiastków jak do związków a nawet i do mieszanin; wszakże powietrze, jak wiadomo, jest mieszaniną siedmiu lub ośmiu ciał lotnych. Gdy gęstości są duże i prawo Boyle'a przestało obowiązywać, w zachowaniu się gazów zaczynają zdradzać się ich indywidualne własności; różnice, które je dzielą, występują wówczas na jaw wyraźnie.

Wyobraźmy sobie (o ile to podobna uczynić) płataninę gorączkową, bezładną ruchów molekularnych, które odbywają się nieustannie w cieple ciekłym lub gazowym, Miotania się pojedynczych cząsteczek nie dostrzegamy, podobnie jak, znajdując się na lądzie, zdala od brzegu morskiego, nie rozróżniamy wśród toni osobnych fal wodnych i nieprzerwanej ich chwiejby. Lecz jeśli na powierzchni morza unosi się łódź, jej kołysanie jest nam dowodem owego wiecznego rozruchu, w którym odměty morskie wciąż pozostają. Jak łódź wobec fal, podobnie zachowują się duże okruchy stałe lub płynne, pływające w ośrodku gazowym lub ciekłym, wobec molekuł tego ośrodka. Taka gruba cząstka obca, zanurzona



w ośrodku, nie bywa nigdy w spoczynku; biegnie zgoła bezładnie, naprzód lub wstecz, na prawo albo na lewo, pod górę i na dół; dygoce przytem, drży, podskakuje albo kręci się cała. *Ruchem Browna* nazywamy takie zjawisko, od nazwiska angielskiego uczonego, który odkrył je w r. 1827-ym. Dopiero w roku 1905 wykazali jednocześnie A. Einstein i M. Smoluchowski (zmarły w r. 1917-ym znakomity uczoney, profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie), że można z ruchu Browna skorzystać w celu nowego potwierdzenia zasad kinetycznej teorii materji oraz lepszego poznania praw zjawisk molekularnych. Dalsze prace nad tym przedmiotem, zwłaszcza przez Perrina przedsięwzięte badania, potwierdziły słuszność owych przewidywań.

Kinetyczna teoria materji jest dzisiaj obszerną i piękną nauką, doprowadzoną do wysokiego stopnia doskonałości. Znamy zwłaszcza mechanizm ruchu molekuł gazowych; znamy ich prędkości, ich masy, ich liczbę; obliczono częstość spotkań cząsteczek oraz długość swobodnych dróg, które odbywają między spotkaniami; obliczono objętość cząsteczek oraz ich rozmiary linjowe. Kinetycznie wytłumaczono nietylko prawa ciśnienia i dyfuzji, ale również mnóstwo innych mechanicznych, cieplnych, elektrycznych i optycznych przemian i zjawisk, które w gazach odbywać się mogą.

#### § 54. O pompach pneumatycznych.

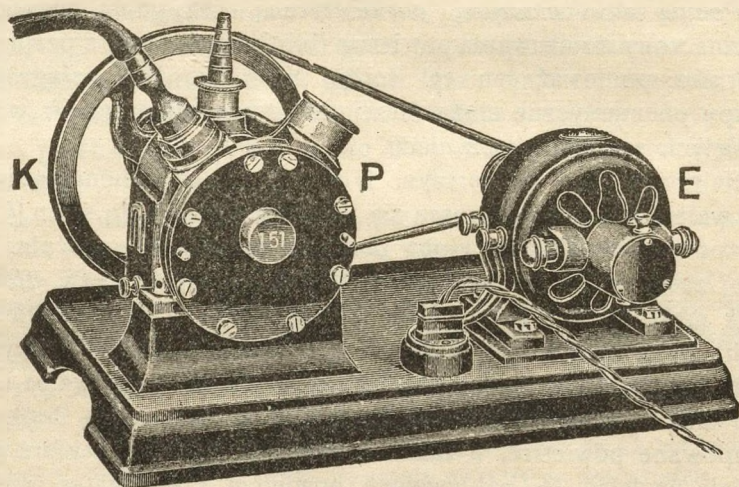
*Pompą* albo *maszyną pneumatyczną* nazywamy przyrząd, przeznaczony do usuwania powietrza (lub innego gazu) z pewnego zbiornika; ponieważ ten cel ściśle nie może być osiągnięty, pompy pneumatyczne służą raczej do rozrzedzania gazów w zamkniętych szczelnie naczyniach.

Najprostszym i najstarszym typem maszyn pneumatycznych jest walec, w którym porusza się tłok przylegający do ścian (§ 3); gdy podnosimy tłok, powinna pod nim tworzyć się próżnia. Na takiej zasadzie polega urządzenie owych dawnych, t. zw. *tłokowych* maszyn pneumatycznych (jednotłokowych lub dwutłokowych), które często spotykamy w gabinetach przyrządów fizycznych. Przypuśćmy, że tłok przylega szczelnie do ścian walca i do jego dna; musimy zaopatrzyć ten walec w rurę, którą dopływa pompowane powietrze, a także w wentyle lub kurki, które pozwalają wydalać to napływające powietrze i powtarzać wielokrotnie ruch tłoka. Tym sposobem tworzą się w pompie t. zw. *biernie* albo *szkodliwe* przedziały, których tłok w żadnym swem położeniu nie zapełnia, które tylko pośrednio możemy opróżniać. Jeżeli jednak do pierwszej maszyny dodamy drugą, która wyciąga powietrze z przedziałów szkodliwych pierwszej (lub nawet do drugiej gdy dodamy trzecią, jak to czynią niekiedy obecnie), możemy wówczas znacznie ulepszyć działalność przyrządu.

Pierwowzorem t. zw. pomp *ręciowych* jest ręciowy barometr. Wyobraźmy sobie, że w pewnym zbiorniku *Z* możemy wytwarzać dowolną liczbę razy próżnię Torricelli'ego (§ 44); z każdego połączonego ze zbiornikiem *Z* naczynia *N* powietrze będzie napływało do próżni; będziemy więc mogli rozrzedzać powietrze w naczyniu *N* dogodnie i szybko. Oczywiście naprzykład jest rzeczą, że przyrząd przedstawiony na rys. 57-ym wymaga tylko drobnych uzupełnień, ażeby stać się podobną «pompą ręciową». Pompy ręciowe upowszechniły się w ostatniej ćwierci XIX-go stulecia i w wielu odmianach służyły do badań naukowych oraz do celów technicznych.

Od kilkunastu lat wchodzą coraz bardziej w użycie pompy *rotacyjne*; myśl przewodnia ich urządzenia nie różni się zazwyczaj istotnie od zasady pomp tłokowych albo ręciowych; lecz konstrukcyjnie nader niedogodny ruch prostoliniowy tłoka stałego albo ciekłego jest w nich zamieniony na ruch *obrotowy*.

Opiszemy tutaj pokrótce jedną postać pompy rotacyjnej, t. zw. *kapslową* pompę Gaedego. Rys. 58 przedstawia po lewej stronie pompę *P* w jej ze-

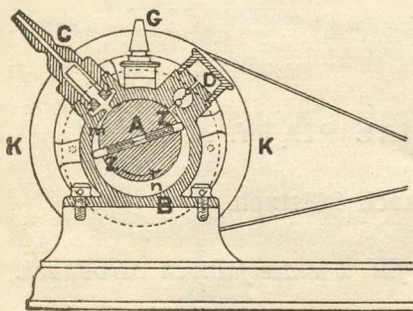


Rys. 58

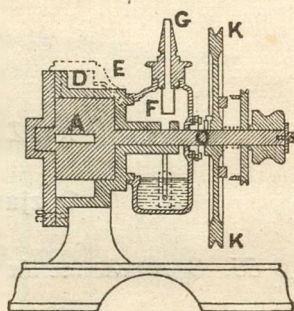
wewnętrznej postaci; po prawej stronie rysunku widzimy poruszający pompę motor elektryczny *E*. Rys. 59 wyobraża przecięcie pompy płaszczynną pionową, równoległą do płaszczyny koła *K*; rys. 60 okazuje przecięcie pompy płaszczynną pionową, prostopadłą do płaszczyny koła *K*.

Najważniejszą częścią pompy jest nieruchomy walec stalowy *B*, w którego wewnętrznym wydrążeniu kręci się walec pełny *A*. Oś obrotu *O* walca *A* nie

zgadza się z geometryczną osią walca  $B$ , tak iż  $A$  porusza się *ekscentrycznie* względem  $B$ . W walcu  $A$  umieszczone są dwie zastawy  $Z, Z$ , które mogą poruszać się w kierunku promieni tego walca; zastawy te przyciska silna sprężyna do ścian walca  $B$ . Walec  $B$  posiada dwa uzupełnienia: rurę  $C$ , przez którą na-



Rys. 59.



Rys. 60.

plywa wyciągane powietrze oraz komorę  $D$ , która przez  $E$  łączy się ze zbiornikiem  $F$  i z rurą odpływową  $G$ . Przypuśćmy, że walec  $A$  kręci się dookoła swej osi w kierunku, wskazanym na rys. 59-ym. Lewa zastawa  $Z$  obsuwa się na dół; ta zatem część  $m$  objętości, która znajduje się pomiędzy  $A, B$  i górną powierzchnią zastawy, powiększa się, pompa ciągnie powietrze przez  $C$ ; część  $n$  przeciwnie zmniejsza się, powietrze w niej zgęszcza się i podczas dalszego ruchu walca  $A$  oraz prawej zastawy  $Z$  uchodzi do  $D$ , następnie przez  $E$  do  $F$  i do  $G$ . Naczynie  $F$  służy za zbiornik oliwy, którą porusza nieustannie obrót osi  $O$  i rozprawdza po powierzchniach  $O$  oraz  $A$ .

#### Zadanie.

Przez  $U$  oznaczamy objętość naczynia, z którego wyciągamy powietrze za pomocą tłokowej lub rtęciowej pompy; przez  $V$  rozumiemy objętość walca pompy tłokowej albo zbiornika, wypełnianego przez rtęć w pompie rtęciowej. Przypuśćmy, że bierne (szkodliwe) przedziały nie istnieją. Jeżeli rozpoczęliśmy pompowanie od ciśnienia  $p_0$ , ile wynosi ono po  $n$  ruchach stałego tłoka lub kolumny rtęci? Wyrzucić to ciśnienie  $p_n$  przez  $p_0$ , przez  $U/V$  i przez  $n$ .

## ROZDZIAŁ PIĄTY.

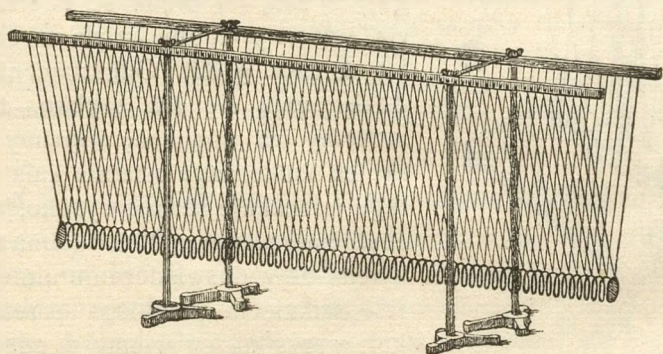
### O zjawiskach falistych.

#### § 55. O rozchodzeniu się fal w materialnych ośrodkach.

Rzućmy kamyk do stawu; przyglądając się zjawisku, które na powierzchni wody odbywa się wówczas, możemy nauczyć się wiele. W uderzonem miejscu tworzy się mała zakłębłość, przy niej dokoła mała wyniosłość; zakłębłość i wyniosłość szerzą się natychmiast po powierzchni wody, fałdując ją kołowami zmarszczkami, które biegną coraz dalej i dalej; powiadamy, że po powierzchni wody rozchodzą się *fale kołowe*. Umieścimy drobne wskaźniki, np. drewnienka albo koreczki, na powierzchni wody. Gdy zaburzenie przebiega, każdy wskaźnik kołysze się, wznosząc się nieco do góry i znów opadając; nie oddala się jednak (lub tylko bardzo nieznacznie) od źródła wstrząśnienia ani się ku niemu istotnie nie zbliża. Gdy zatem fala przebiega, woda chwieje się ale nie płynie wraz z falą; wraz z falą rozchodzi się tylko pewien ruch wody, który udziela się z miejsca do miejsca z pewną prędkością.

Rurę kauczukową, której długość wynosi około 4 m, przytwierdzamy jednym końcem u sufitu sali; wyprężamy ją lekko działaniem stosownego obciążenia; wreszcie, chwyciwszy dolny koniec ręką, poruszamy go nagle w kierunku poprzecznym do długości rury; albo też uderzamy rurę prętem poprzecznie, nagle i mocno, w pobliżu końca dolnego. Po rurze posuwa się wówczas małe wygięcie, które biegnie aż do górnego jej końca. Widzimy, że i w tem doświadczeniu pewne zaburzenie rozchodzi się w ośrodku; pewien rodzaj odkształcenia i ruchu nawiedza po kolei rozmaite elementy rury, udzielając się z miejsca do miejsca ze znaczną prędkością.

Wyobraźmy sobie bardzo długą metalową sprężynę (rys. 61), zawieszoną na niciach, w sposób widoczny z rysunku; takie zawieszenie nazywamy *podwójnem*. Sprężyna jest zaopatrzona na

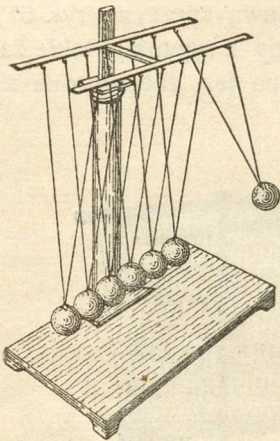


Rys. 61.

końcach w małe i lekkie tarcze czyli płytki ochronne; ująwszy jedną z tych płytek, odpychamy ją nagle od siebie w kierunku długości sprężyny albo też pociągamy ją ku sobie, również w podłużnym kierunku; w pierwszym razie ściśnięcie, w drugim rozciągnięcie podrózuje w sprężynie aż do przeciwległego jej końca. Pociągamy ostrzem noża po skrętach sprężyny; jedno za drugim, ściśnięcie i rozciągnięcie mkną po sprężynie, ogarniając po kolei coraz dalsze jej części.

Możemy wypełnić piaskiem rurę kauczukową, na której chcemy dostrzegać rozchodzenie się poprzecznych wygięć; jak to zrozumiemy niebawem, prędkość biegu zaburzeń będzie wówczas mniejsza i wykonanie doświadczenia łatwiejsze. Z podobnych powodów sprężyna, przedstawiona na rys. 61-ym, nie powinna być zbyt krótka ani za mało masywna. Do sporządzenia sprężyny można użyć drutu miedzianego, średnicy 2 mm; nawijamy go na rurę, której zewnętrzna średnica wynosi około 9 cm. Sprężyna powinna mieć około 3 m długości; na każdy metr powinno przypadać około 30 skrętów. Celem ułatwienia spostrzeżeń możemy do niektórych skrętów przyklepić leciutkie skrawki papieru. O biegu fali w sprężynie można także upewnić się w sposób następujący. Do jednego końca sprężyny zbliżamy lekkie, puste, drewniane pudełko; zręcznie uderzając młotkiem drugi koniec, wytwarzamy w sprężynie falę ściśnięcia; *po chwili* słyszemy stuknięcie o ścianę pudełka.

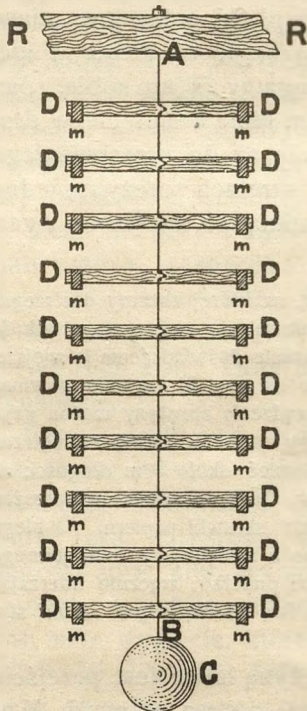
Od opisanych doświadczeń nad sprężyną łatwe jest przejście do słynnego eksperymentu, który wykonał po raz pierwszy *Mariotte*. Zawieszamy w szeregu 7 lub 8 kul równych, sprężystych, wytoczonych naprzykład z kości słoniowej lub wydętych ze szkła;



Rys. 62.

każda kula wisi na zawieszeniu podwójnym (rys. 62). Odchyliwszy pierwszą kulę, pozwalamy jej upaść i uderzyć następną; uderzona kula odbiera nadbiegającej całą jej prędkość, uderza trzecią, trzecia podobnie działa na czwartą i t. d. (por. § 32). Odształcenia kul dokonywają się tak szybko, że nie możemy ich dostrzec; widzimy tylko skutek ostateczny: ostatnia kula w szeregu odskakuje równie wysoko, jak odchyliłiśmy pierwszą. Niepodobna wątpić o tem, że w doświadczeniu niniejszem fala ściśnięcia przebiega przez rząd kul; wszystko, co wiemy o uderzeniu się ciał sprężystych (§ 32), prowadzi nas do tego twierdzenia.

się ciał sprężystych (§ 32), prowadzi nas do tego twierdzenia.



Rys 63

W § 30-ym była mowa o *skręcaniu* drutów lub nici sprężystych. Takiemu skręcaniu poddajemy drut stalowy  $AB$  (rys. 63), którego górny koniec jest utwierdzony w przęśle drewnianem  $RR$  wytrzymałem, dolny zaś koniec dźwiga ciało ciężkie  $C$ ; ciężar tego ciała wypręża drut. Na drucie  $AB$  umocowano szereg poprzecznych beleczek drewnianych  $DD$ , które obładowano dodatkowemi ołowianemi masami  $mm$ . Wykręcamy najniższą beleczkę  $DD$  w jej płaszczyźnie t. j. poziomo, prostopadle do długości drutu  $AB$ ; w tym celu, jak w § 30-ym, działamy parą sił na końce beleczki; części drutu  $AB$ , przylegającej do najniższej beleczki, udzieliliśmy zatem pewnego skręcenia. Skręcenie podąża w drucie do góry, udzielając się kolejno coraz wyższym jego warstwom, co zdradza się obrotem coraz wyższych beleczek. Każda beleczka w pewnej chwili zaczyna wykręcać się około osi drutu we własnej

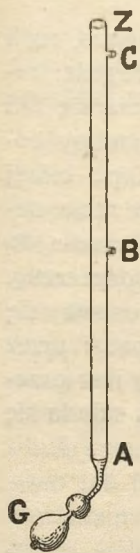
(poziomej) płaszczyźnie; im wyżej jest położona, tem później rozpoczyna ten obrót. Zaburzenie faliste posuwa się zatem w drucie z pewną prędkością.

Jeżeli beleczki nie są doskonale połączone z drutem, jeżeli mogą obsuwać się po nim, powyższe (przez Lorda Kelvina wskazane) doświadczenie nie udaje się. Im dłuższy jest drut, im znaczniejsze są masy dodatkowe *mm*, tem dogodniej dostrzegać możemy bieg zaburzenia. Najlepiej jest użyć drutu stalowego fortepianowego, o średnicy 0.7 mm poprzecznego przecięcia. Dla ułatwienia dostrzeżeń zabarwiamy masy *mm* (np. na biało); wówczas uwaga widza zwraca się na nie.

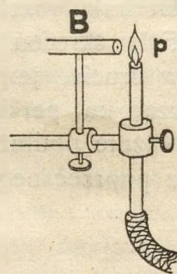
### § 56. Odbijanie się fal; fale podłużne, poprzeczne.

Do powyższych doświadczeń posługiwaliśmy się rurą kauczukową, na której obserwowaliśmy posuwanie się wygięcia; następnie sprężyną, w której biegło ściśnięcie lub rozciągnięcie; nareszcie drutem stalowym, w którym posuwało się skręcenie. Ale rura lub sznur, sprężyna i drut mają długość ograniczoną, muszą mieć krańce lub końce. Dochodząc do takiego końca, zaburzenie spotyka inny ośrodek, naprzykład stałą ścianę sztywną lub może powietrze. Wydarza się wówczas nowe zjawisko, z którym zapoznamy się w artykułach następnych. Fala *odbija się*; kierunek, w którym biegła dotychczas, zmienia się na przeciwny; fala powraca do miejsc, w których zaczęła się.

Wyobraźmy sobie długą rurę szklaną albo metalową *AZ* (rys. 64), z obu końców otwartą a więc wypełnioną powietrzem. Koniec *A* rury łączymy z kauczukowym balonikiem *G*; zdławiona w dłoni lecz wnet uwolniona, gruszka *G* powraca natychmiast do pierwotnej postaci; włącza ona wówczas nagle do rury pewną ilość powietrza. Wytworzone tym sposobem u dołu rury zgęszczenie biegnie w niej bardzo prędko. Ażeby móc dostrzec nadejście zgęszczenia, umieszczamy w *B* krótki wylot (rys. 64 i 65), kończący się cieniutkim otworkiem; naprzeciw otworka ustawiamy małeńki płomyczek gazowy *p* (o wysokości 15 mm), wrażliwy na lekkie w sąsiedztwie podmuchy. Gdy zgęszczenie przebiega w rurze w okolicy *B*, z otworka wypływa słaby



Rys. 64.



Rys. 65.

prąd powietrza, który wystarcza, aby płomyk zadygotał wyraźnie. Jednakże prędkość rozchodzenia się zgęszczenia powietrza w rurze *AZ* jest bardzo znaczna; gdybyśmy wzdłuż rury *AZ* umieścili dwa wyloty oraz dwa płomyki (*B* i *C*, rys. 64), nie zdołalibyśmy dostrzec, bez pomocy osobnych urządzeń, że płomyk *B* zachwiał się wcześniej niż *C*.

Jeżeli rozporządzamy długim układem rur, o łącznej długości kilkudziesięciu metrów, możemy wówczas pokazać, w sposób bardzo zajmujący, bieg fal zgęszczenia lub rozrzedzenia w powietrzu. Ów długi ciąg rur (żelaznych lub ołowianych, o średnicy około 15 mm) układamy w łagodne zakrety, unikając załamania. Przeciwnie końce przewodu, zaopatrzone w boczne wyloty (jak na rys. 64-ym), umieszczamy naprzeciw siebie na stole; przed temi wylotami znajdują się gazowe płomyki (rys. 65). Przez *A* i przez *Z* oznaczmy wspomniane dwa krańce przewodu. Koniec *Z* zamykamy korkiem kauczukowym; uciskamy nagle gruszkę *G*, połączoną z końcem *A*, poczem ją zaraz zwalniamy. Płomyk *A* doznaje wówczas natychmiast znanego przelotnego kurczu; wkrótce potem doznaje go płomyk *Z*; po krótkiej chwili znowu *A* miga i dyga, wnet znowu *Z* i tak dalej naprzemian: raz *A*, raz *Z*. Jak sobie wytłumaczyć zachowanie się płomyków? jakie zjawisko odbywa się tutaj? Najprzód zgęszczenie, wytworzone przez zdławienie gruszki, przebiegło przez przewód; za niem przemknęło rozrzedzenie, które powstało, gdy gruszka odzyskała postać pierwotną. Obadwa zaburzenia, zgęszczenie i rozrzedzenie, odbijają się bez zmiany od zamkniętego końca *Z*; ale płomyki są wrażliwe tylko na nadbiegające zgęszczenia, rozrzedzeń nie sygnalizują. Jeżeli układ rur ma około 70 m długości, nagle kurcze płomyków obserwujemy wygodnie; powtarzają się one do dziesięciu razy, w odstępach czasu równych, z uderzającą prawidłowością.

Gdy fala przebiega sprężynę lub kolumnę powietrza, ruch cząstek, które fala porusza, odbywa się w kierunku długości kolumny albo sprężyny; zatem w kierunku rozchodzenia się fali lub we wprost przeciwnym kierunku. Taką falę nazywamy *podłużną*. Inaczej mają się rzeczy w rurze kauczukowej, po której podąża fala wygięcia; przemieszczenia cząstek w tym razie odbywają się prostopadle do długości rury, więc prostopadle do kierunku rozchodzenia się fali; taką falę nazywamy *poprzeczną*. Fala skręceń, która w doświadczeniu Kelvina posuwa się w drucie, jest ściśle poprzeczna (§ 30); ta, która pędzi przez rząd kul perkusyjnej maszyny Mariotte'a (rys. 62), jest przeważnie podłużna; fala po powierzchni wody biegnąca składa się z poprzecznego i z podłużnego zaburzenia.

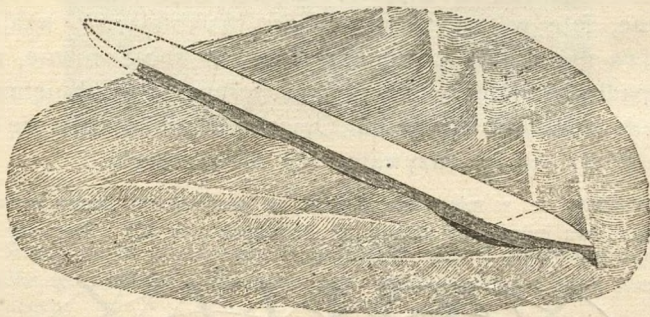
### § 57. O nakładaniu się fal.

Rzucamy dwa naraz kamyki do wody, spokojnie w stawie stojącej. Z każdego z miejsc uderzonych wybiega zaburzenie;



każde staje się źródłem osobnej fali kołowej. Gdy jedna fala spotyka się z drugą, krzyżuje się z nią wówczas, przenika ją nawskróś i biegnie dalej tak samo, jak gdyby jej nie była przecięła. Dwie fale wodne nie przeszkadzają, ale i nie pomagają sobie wzajemnie; przyglądając się uważnie, przekonujemy się o tem. Takie krzyżowanie i niezależne posuwanie się fal dostrzegamy naprzykład, gdy krople deszczu trafiają zwierciadło wód w jeziorze lub rzece.

Stojąc u przodu pływającego po jeziorze okrętu, widzimy, że ostry dziób statku ciągnie za sobą dwie smugi garbate, zwykle połamane na schodki, które



Rys. 66.

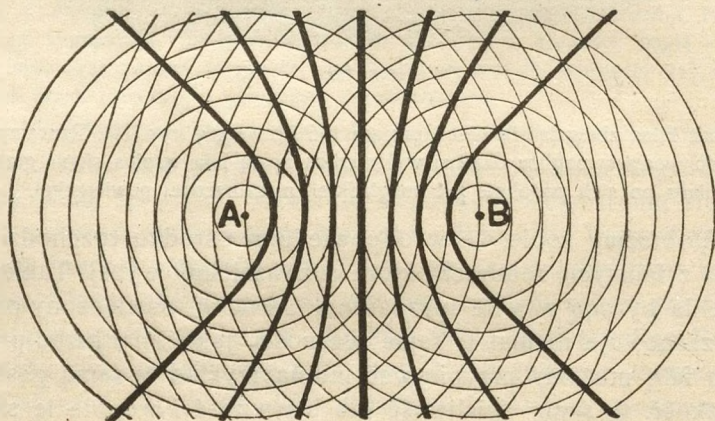
naksztalt klina zbiegają się przed prującą toń krawędzią (rys. 66). Rzucamy kamień do wody w pobliżu okrętu; wytworzona nowa fala wspina się na grzbiety i przebiega po nich podobnie jak po gładkiej, niezamąconej powierzchni.

Wyobraźmy sobie, że w odpowiednim ośrodku rozchodzi się jedno z falistych zaburzeń, które rozważaliśmy wyżej. Takie zaburzenia bywają zwykle nieznaczne. Ośrodek, nawiedzony przez falę, zachowuje niemal te same własności, jakie miał przed przejściem fali; możemy przypisywać mu naprzykład tę samą gęstość i ciężkość, tę samą ściśliwość lub sztywność i wogóle tę samą sprężystość, możemy przypisywać mu to samo napięcie, jakie okazywał w stanie niezaburzonym. Gdy zatem przez ośrodek przebiega jedna fala, wówczas druga fala (pochodząca z innego źródła) rozwija i rozprzestrzenia się w nim niemal dokładnie tak samo jak tworzyłaby się i biegłaby w spoczywającym ośrodku. Powiadamy, że takie dwie fale *superponują się* czyli nakładają się na siebie.

## § 58. Interferencja fal.

Co wydarza się w miejscach ośrodka, w których dwie superponujące się fale spotykają się ze sobą? Cząstka ośrodka, poruszona przez pierwszą falę w jakimkolwiek kierunku, doznaje od drugiej fali drugiego wychylenia, takiego, jakiego doznałaby, wychodząc z położenia równowagi. Wyobraźmy sobie wychylenia cząstki z położenia równowagi, wywołane z osobna przez pierwszą i przez drugą falę; wypadkowa tych przemieszczeń (tom I, § 23) jest przemieszczeniem rzeczywistym cząstki w ostatecznym zaburzeniu. Jeżeli kierunki składowych przemieszczeń są zgodne, fale wzmacniają się w miejscu spotkania; jeżeli te kierunki są przeciwne, fale w uważanym miejscu osłabiają się wzajemnie. Jeżeli dwa przeciwne przemieszczenia są sobie równe, znoszą się, wypadkowe przemieszczenie jest zerem, fale zobojętniają się nawzajem w miejscu spotkania. Opisane tu zachowanie się dwóch spotykających się fal nazywamy ich *interferencją*.

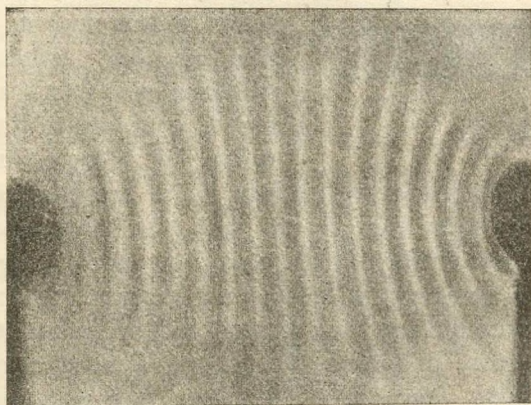
Przypuśćmy, że w miejscach *A* i *B* na powierzchni cieczy wytwarzamy jednocześnie dwa jednakowe układy fal kołowych (rys. 67). Pierwszy grzbiet,



Rys. 67.

idący z miejsca *B*, spotykając się z siódmym, który z *A* wyruszył, tworzy podwójną wypukłość; drugi biegnący od *B* dodaje się podobnie do szóstego, dążącego z *A*; pierwszy wystany przez *A* łączy się tak samo z siódmym wytworzonym w *B* i t. d. W miejscach, wskazanych przez grubsze na rysunku linje, powstać powinny na powierzchni cieczy wypukłości największe. Takie dwa układy fal możemy w istocie wytworzyć sposobem następującym. W otwartym płaskim naczyniu znajduje się rtęć; do jej powierzchni zbliżamy widełki stro-

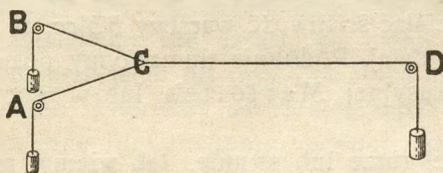
jowe tak położone, iż płaszczyzna drgań ramion widełek jest równoległa do powierzchni rtęci. Gdy wprowadzamy w drganie widełki, leciutkie ostrza, przytwierdzone do końców ich ramion, wicherzą i burzą spokojną przedtem i gładką



Rys. 68.

powierzchnię. Rys. 68 przedstawia błyskawiczne zdjęcie powiększonego obrazu tak wywołanego zjawiska. Obraz ten, jak widzimy, zgadza się z powyższymi oczekiwaniami.

Wyobraźmy sobie strunę albo sznur napięty, który nakształt wideł rozdziela się w miejscu  $C$  na dwie gałęzi  $AC$  i  $BC$  (rys. 69). Końce  $A$  i  $B$  szarpnijmy



Rys. 69.

jednocześnie i jednakowo mocno, na przykład do góry; w części  $CD$  dostrzegamy falę, w której wychYLENIA cząstek są dwa razy większe niż w falach, biegnących przez  $AC$  i  $BC$ . Postąpmy teraz inaczej. Koniec  $A$  szarpnijmy do góry, jednocześnie zaś koniec  $B$  szarpnijmy równie mocno ku dołowi; w części  $CD$  sznura nie dostrzegamy wówczas wcale zaburzenia.

### § 59. O sposobie powstawania i posuwania się fal.

Uderzywszy młotkiem krańcową płytkę  $p$  sprężyny (rys. 70), wywołujemy nagłe ściśnięcie kilku pierwszych jej skrętów. Dzia-

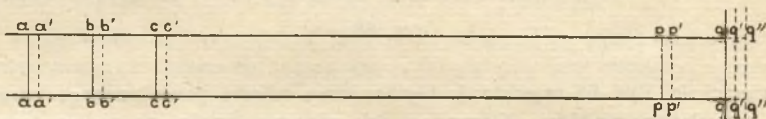
łanie uderzenia jest krótkie, przelotne; skoro minęło, płytka znajduje się tylko pod wpływem sprężystych sił, obudzonych w skrętach przez nagłe ściśnięcie. Rozprężając się, skręty odpychają



Rys. 70.

płytkę ku pierwotnemu jej położeniu, w kierunku *a*; ale rozprężają się one nie tylko wstecz, w kierunku *a*, lecz również i naprzód, w kierunku *b* t. j. w kierunku, w którym działało początkowe ciśnienie. Pierwsze skręty, które przed innymi doznały ściśnięcia, naciskają więc skręty sąsiednie, podobnie jak same przez młotek naciśnięte zostały. Ściśnięcie udziela się coraz dalszym skrętom sprężyny, w kierunku uderzenia postępuje fala.

Bieg zgęszczenia lub bieg rozrzedzenia w kolumnie powietrza (§ 56) objaśniamy podobnie. Podzielmy w myśli taką kolumnę na warstwy *aabb*, *bbcc* i t. d. (rys. 71). Pod wpływem przebie-

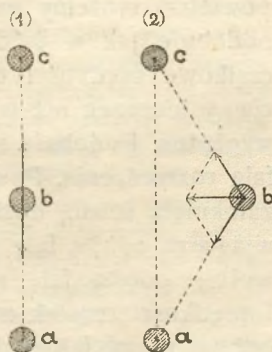


Rys. 71.

gającej fali przecięcie *aa* posuwa się do *a'a'*; warstwa *a'a'bb* jest wówczas ściśnięta i odpycha *a'a'* ku *aa* oraz *bb* ku *b'b'*. Zaczyna teraz działać ściśliwość warstwy *b'b'cc*; ta sama gra powtarza się coraz dalej. Podobnie tłumaczymy posuwanie się fali w maszynie perkusyjnej Mariotte'a lub w modelu Kelvina (§ 55).

W wyprężonej rurze lub strunie, jak wiemy, może biec fala wygięcia (§ 55); w urządzeniu, które opisaliśmy, strunę wypręża u jednego końca ciężar zawieszonygo ciała, u drugiego końca wypręża ją reakcyjne oddziaływanie ciała stałego, do którego struna jest przytwierdzona. W nieodkształconym elemencie struny istnieje zatem napięcie, które składa się z sił sobie przeciwnych, umiejscowionych w kierunku długości elementu i dążących do wydłużenia tego elementu. Dla uproszczenia wyobraźmy sobie, że sznur, rura lub struna zawiera tylko jeden szereg cząstek, jak *a*, *b*, *c* na rys. 72-im. W elemencie nieodkształconym cząstka *b* doznaje od *a* i od *c* sił, wskazanych przez strzałki na rys. 72 (1). Gdy element *abc* został wygięty, cząstka *b* doznaje sił, które ob-

jaśnia rys. 72 (2); łatwo zrozumieć, że wypadkowa tych sił skłania cząstkę  $b$  do powrotu ku pierwotnemu jej położeniu na prostej  $ac$ . Do rozchodzenia się fali po rurze lub strunie przyczynia się więc jej *napięcie*, nie zaś zwyczajna sprężystość, która objawia się naprzykład przy wyciąganiu. W innych przypadkach zaburzeń falistych objawia się przeciwnie *sprężystość* roznoszącego te zaburzenia ośrodka. Przebiegowi fali w kolumnie powietrza spówdziała *ściśliwość* powietrza; posuwanie się fali w modelu Kelvina wynika ze *szttywności* stalowego drutu. Gdy po powierzchni wody mkną zaburzenia faliste, siłą czynną jest *ciężar* cząstek wody, chwilowo wzniesionych ponad otoczenie; skąd, jak wiadomo, wynikają różnice ciśnień, panujących w cieczy w tym samym poziomie.



Rys. 72.

### § 60. O odbijaniu się fal.

W artykule poprzednim roztrząsaliśmy przebieg fali zgęszczenia w kolumnie powietrza; podobnie bylibyśmy mogli objaśnić przebieg w niej fali rozrzedzenia. Rozumowaliśmy, jak gdyby długość kolumny była nieograniczona, co oczywiście jest niemożliwe. Zastanówmy się zatem, co dzieje się, gdy kolumna kończy się na przecięciu  $qq$  (rys. 71). Poza przecięciem  $qq$  rozciąga się pewien materialny ośrodek; przypuśćmy z początku, że jest to niezmienny i nieruchomy ośrodek; innemi słowy przypuśćmy, że kolumna powietrza jest zamknięta *ścianą doskonale sztywną*, do której fala nie może przeniknąć. Uważajmy ostatnią pod *ścianą* warstwę  $ppqq$  powietrza. Przypuśćmy, że nadbiega fala zgęszczenia pierwotna, którą nazwiemy *padającą*; cząstki znajdujące się w  $pp$  posuwają się wówczas do  $p'p'$ , warstwa  $p'p'qq$  zostaje ściśnięta, ale rozprężyć może się tylko wstecz, ku  $pp$ , albowiem doskonale sztywna ściana stawia opór niezwykły. Ściśnięcie cofa się zatem; przez kolumnę powietrza biegnie napowrót nowa fala, *odbita*. Odwołujemy się teraz do trzeciej zasady dynamiki. Ściśnięta warstwa powietrza  $p'p'qq$  wywiera pewną siłę na ścianę; na to działanie ściana odpowiada równym przeciwdziałaniem, które jest właściwem źródłem fali odbitej;

początkowe przemieszczenia cząstek z położenia równowagi oraz ich początkowe prędkości muszą więc być skierowane przeciwnie w fali odbitej niż w padającej. W stosunku do masy cząstek powietrza możemy uważać masę ściany za nieskończenie wielką; podobnie jak w § 32-im, wyprowadzamy stąd wniosek, że początkowe prędkości cząstek w fali odbitej mają nie tylko przeciwny kierunek niż w padającej, ale nadto tę samą wartość bezwzględną. Podobnie rozumowalibyśmy, gdyby fala padająca była falą rozrzedzenia. Powiadamy ostatecznie: gdy rura jest na końcu zamknięta ścianą doskonale sztywną, padająca fala zgęszczenia wytwarza odbitą falę zgęszczenia; padająca fala rozrzedzenia wywołuje odbitą falę rozrzedzenia. Początkowe przemieszczenia i prędkości cząstek mają w obu razach przeciwny kierunek w fali odbitej niż w fali padającej, ale wartość tę samą.

Przechodzimy teraz do przeciwnego przypadku. Przypuśćmy, że rura *aappqq* jest otwarta; uważajmy *qq* (rys. 71) za idealną, pomyślaną płaszczyznę. Atmosfera nieograniczona nie stawia niemal żadnego oporu ściśniętej warstwie *p'p'qq*; cząstki powietrza, które znajdowały się w przecięciu *qq*, posuną się pod wpływem fali nie tylko do *q'q'* (długość *qq'* uważamy za równą długości *pp'*), lecz dalej, powiedzmy do *q''q''*. Warstwa *p'p'q'q'* dozna więc rozrzedzenia, gdy dobiegnie do niej padająca fala zgęszczenia. To rozrzedzenie przebiegnie kolumnę powietrza napowrót, udzielając się wstecz od warstwy do warstwy. Gdy zatem rura jest na końcu otwarta, padająca fala zgęszczenia wytwarza odbitą falę rozrzedzenia; padająca fala rozrzedzenia wywołałaby podobnie odbitą falę zgęszczenia. Początkowe przemieszczenia i prędkości cząstek mają w obu razach ten sam kierunek w fali odbitej, jaki mają w fali padającej, oraz wartość tę samą.

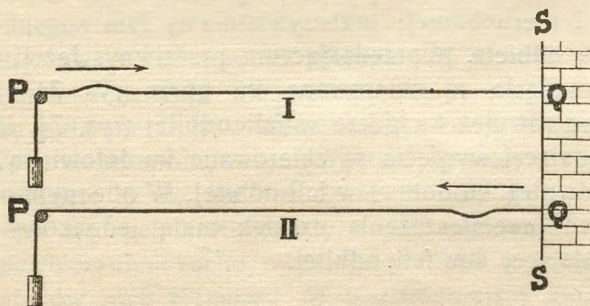
Wyobraźmy sobie, że pociąg kolejowy, złożony z kilkunastu wagonów, jest ustawiony na torze. Do pociągu podjeżdża, cofając się, lokomotywa, która ma być na jego czelu wprzęgnięta; dotknąwszy pierwszego na przedzie wagonu, lokomotywa uderza go z lekka; to uderzenie udziela się dalszym wagonom i ścisza po kolei sprężyny buforów wszystkich wagonów, aż do przednich sprężyn ostatniego w szeregu wagonu. Nie spotykając oporu, ostatni wagon cofa się, wówczas zaś wyciąga sprężyny swych przednich buforów; te sprężyny działają na przedostatni wagon i pociągają go wstecz; ten samem wyciągnięciem zostają przednie sprężyny przedostatniego wagonu i t. d. Przez pociąg przebiegła fala zgęszczenia i na jego swobodnym końcu wytworzyła odbitą falę rozrzedzenia. Przypuśćmy przeciwnie, że ostatni wagon pociągu dotyka nieruchomej, utwierdzonej w ziemi zapory, w rodzaju tych, które widzujemy nieraz na końcu «śle-

nych torów stacyjnych; oczywistą jest rzeczą, że padająca fala zgęszczenia wywoła w tym razie odbitą falę zgęszczenia.

Wyrobiona z drutu długa sprężyna (rys. 61) pozwala śledzić dogodnie przebieg fali padającej oraz fali odbitej. Przypuśćmy, że jeden koniec sprężyny jest przytwierdzony do przegrody niezmiennej i nieruchomej; gdy wówczas przeciwległy jej koniec uderzamy młotkiem, widzimy, iż padająca fala ściśnięcia wytwarza w sprężynie odbitą falę ściśnięcia; padająca fala rozciągnięcia wywołałaby wówczas odbitą falę rozciągnięcia. Przypuśćmy przeciwnie, że jeden koniec sprężyny jest zupełnie swobodny; przeciwległy jej koniec uderzając młotkiem, przekonywamy się, że padająca fala ściśnięcia wytwarza odbitą falę rozciągnięcia; padająca fala rozciągnięcia wywołałaby wówczas odbitą falę ściśnięcia

Analogiczne doświadczenie, wykonane w długim układzie rur pełnych powietrza (§ 56), jest bardzo pouczające. Otwieramy koniec  $Z$  przewodu; gruszkę  $G$  nagle ściskamy, ale pozostawiamy ją trwale ściśniętą. Płomyk  $A$  migoce wówczas w odstępach czasu *dwa razy dłuższych* aniżeli w poprzednim doświadczeniu, opisanem w § 56-ym. Jak mamy ten fakt wytłumaczyć? Z końca  $A$  biegnie pierwsza fala (padająca), fala zgęszczenia; na otwartym końcu  $Z$  wytwarza ona drugą falę (odbitą), falę rozrzedzenia; dobiegłszy zamkniętego końca  $A$ , owa druga fala wywołuje tam trzecią falę (znowu odbitą), falę rozrzedzenia; trzecia, docierając do  $Z$ , daje tam początek czwartej fali, fali zgęszczenia; powracając, czwarta fala rodzi w  $A$  falę piątą, falę zgęszczenia i t. d. Pamiętając o tem, że płomyk  $A$  zawiadamia o przebiegających zgęszczeniach, że jednak wobec rozrzedzeń zachowuje się biernie, rozumiemy przyczynę przerw dwa razy dłuższych, które obecnie zachodzą między sygnałami płomyka  $A$ . Płomyk  $Z$  znajduje się bardzo blisko otworu  $Z$ ; z powyższego rozumowania wynika zatem, że podczas całego doświadczenia płomyk  $Z$  powinien pozostawać zawsze spokojny; oczekiwanie to sprawdza się rzeczywiście.

Fale poprzeczne odbijają się podobnie jak fale podłużne. Powracamy do doświadczeń, które wykonywaliśmy nad wyprę-

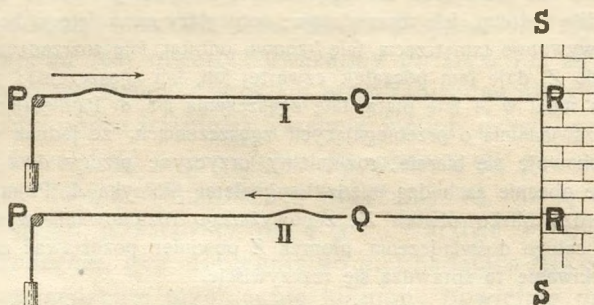


Rys. 73.

żoną rurą lub struną albo nad sznurem rozpiętym (§ 55). Przypuśćmy, że jeden koniec  $Q$  rury, struny lub sznura jest przytwierdzony do ściany doskonale sztywnej i nieruchomej  $SS$  (rys. 73); u przeciwległego końca  $P$  wytwarzamy falę wygięcia, na-

przykład ku górze (rys. 73, I). Początkowe przemieszczenia cząstek są zatem skierowane do góry w fali padającej. Przekonywamy się wówczas, że od końca  $Q$  biegnie napowrót fala odbita, w której wygięcia, a zatem i początkowe przemieszczenia cząstek są skierowane ku dołowi (rys. 73, II). Jeżeli, przeciwnie, w fali padającej początkowe przemieszczenia cząstek są skierowane ku dołowi, wówczas w odbitej są skierowane ku górze. Powiadamy: gdy koniec  $Q$  jest połączony ze ścianą  $SS$  niezmienną, początkowe przemieszczenia cząstek w fali odbitej są skierowane przeciwnie niż w padającej: odwołując się do trzeciej zasady dynamiki, wyjaśniamy łatwo taki wynik doświadczeń.

U końca  $Q$  rury, struny lub sznura przywiążmy teraz nić  $QR$  cienką i (o ile podobna) jaknajmniej dla napięcia podatną (rys. 74), koniec zaś  $R$  nici przytwierdzmy do ściany  $SS$  doskonale



Rys. 74.

sztywnej i nieruchomej; urzeczywistniamy tym sposobem drugi przypadek odbicia, poprzedzającemu przeciwny. Jeżeli w fali padającej wygięcia są skierowane ku górze (rys. 74, I), są one skierowane również ku górze w fali odbitej (rys. 74, II). Jeżeli w fali padającej wygięcia są skierowane ku dołowi, są one skierowane również ku dołowi w fali odbitej. W obecnym przypadku początkowe przemieszczenia cząstek mają jednakowy kierunek w fali padającej i w fali odbitej.

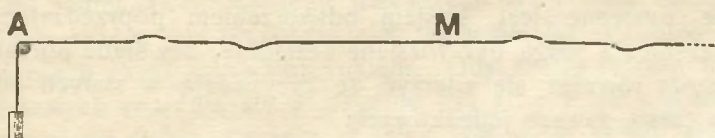
### § 61. Fala pojedyncza czyli puls; ciąg fal.

Zajmowaliśmy się dotychczas przebiegiem, przez rozmaite materialne ośrodki, *pojedynczej fali* czyli zaburzenia, które powstaje dzięki nagłemu, jednorazowemu wstrząśnieniu; taką pojedynczą falę nazywamy *pulsem*. Puls wytwarza się naprzykład,



gdy rzucamy kamyk do wody, gdy sprężynę raz uderzamy młotkiem, gdy wyprężoną rurę lub strunę nagle szarpiemy, gdy do przewodu rur, wypełnionych powietrzem, włączamy nagle nową ilość powietrza.

Przypuśćmy, że pewnemu materjalnemu ośrodkowi udzielamy kilku, kilkunastu lub kilkudziesięciu nagłych wstrząśnień w ciągu sekundy; każde wstrząśnienie daje początek pulsowi, każdy zaś puls biegnie w ośrodku, nawiedzając coraz, dalsze jego części czyli elementy przestrzenne. Wyobraźmy sobie naprzykład, że popychamy, potem zaś pociągamy jedną z końcowych płytek sprężyny (§ 55), zawsze w kierunku jej długości; przypuśćmy,



Rys. 75.

że ruch ten powtarzamy wielokrotnie. Pulsy ściśnięcia i puls rozciągnięcia biegną w pewnych odległościach od siebie, przez całą sprężynę, aż do przeciwnego jej końca. Wyobraźmy sobie, że wyprężoną rurę lub strunę uderzamy poprzecznie, naprzemian do góry i na dół; tworzące się pulsy mkną po rurze lub strunie, której postać chwilową, niejako pochwyconą na momentalnej fotografii, przedstawia rys. 75. *Ciągiem fal* nazywamy szereg pojedynczych fal czyli pulsów, śpieszących za sobą przez materjalny ośrodek.

Zwróćmy uwagę na pewien element  $M$  struny, po której biegnie ciąg fal (rys. 75). Przypuśćmy, że w chwili  $t=0$  wytworzyliśmy puls pierwszy w elemencie  $A$  struny. W chwili  $t=0$  element  $M$  był w spoczynku; pozostaje w nim, dopóki puls pierwszy, poczęty w  $A$ , nie dobiegnie do  $M$ ; gdy dobiegnie, w  $M$  odbywa się ruch krótkotrwały, rodzaj drgnienia, który jest wiernym powtórzeniem ruchu, odbytego przez  $A$  w początku zjawiska. Lecz ów ruch elementu  $M$  jest późniejszy aniżeli ruch elementu  $A$ , jest mianowicie późniejszy o okres czasu, którego fali potrzeba do przebycia drogi  $AM$ . Po krótkim czasie puls pobiegł dalej po strunie, element  $M$  uspokoił się i trwa w spoczynku, dopóki nie dobiegnie puls drugi, który go wstrząśnie przelotnie, podobnie jak pierwszy. Gdy puls drugi przeminął, element  $M$  czeka na trzeci; i tak dalej, do ostatniego.

### § 62. Zjawiska perjodyczne; okres, faza, długość fali.

Przypuśćmy, że elementowi  $A$  struny udzielamy kilkudziesięciu lub kilkuset wstrząśnień w ciągu sekundy. Każde wstrząśnienie jest krótkotrwałem, szybko przemijającym zjawiskiem; uderzony element przybiera po kolei prędkości, bystro rosnące od zera do znacznych wartości i spadające wnet znowu do zera. Możemy powiedzieć, że każde wstrząśnienie ma pewien *przebieg*; prędkość elementu zmienia się według pewnego prawa podczas wstrząśnienia. Kolejne wstrząśnienia, które nawiedzają element, będą wogóle *niepodobne* do siebie; ale może także się zdarzyć, że każde następne jest ściśłem odtworzeniem poprzedzającego. Wstrząśnienia mogą być rozsiane bezładnie, bez śladu porządku; ale może również się zdarzyć, że przypadają w stałych odstępach czasu, zawsze jednakowych.

Weźmy na uwagę ów przypadek szczególny, który, jak powiedzieliśmy, jest tylko jednym z pomiędzy wielu możliwych; jego znaczenie w fizyce jest wyjątkowe. Przypuśćmy, że kolejne wstrząśnienia mają przebieg jednakowy i że powtarzają się w równych odstępach czasu. Włączając do każdego wstrząśnienia następującą po niem pauzę, powiadamy: po pewnym odstępie czasu, który nazywamy *okresem*, całe zjawisko powtarza się we wszystkich swych szczegółach. Takie zjawiska nazywamy *okresowymi* albo *perjodycznymi*. Kolejne następstwo czterech pór roku jest oczywiście naogół (lub przybliżenie) perjodycznym zjawiskiem, którego okres trwa rok. Powrót dnia oraz nocy jest zgrubsza perjodycznym zjawiskiem, którego okresem jest doba. Wspaniałym przykładem ruchu przybliżenie perjodycznego jest zjawisko przyptywów i odpływów morskich; na wielu wybrzeżach (np. u kresów europejskich Oceanu Atlantyckiego) przyptywy i odpływy następują w odstępach mniej więcej sześciu godzin naprzemian po sobie, okres zjawiska wynosi zatem przybliżenie pół doby. Ściśle perjodycznym zjawiskiem jest wahanie się idealnego wahadła w próżni zupełnej (tom I, §§ 63 i 64); jeszcze ważniejszym przypadkiem takiego zjawiska jest ruch harmoniczny prosty, który rozważaliśmy w §§ 30 i 31-ym tomu I-go. W niniejszym i w następnym rozdziale poznamy różne inne przykłady okresowych ruchów i zjawisk.

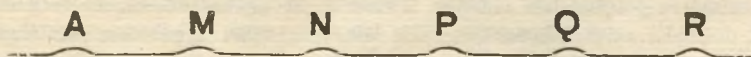
Oznaczmy przez  $T$  okres wstrząśnienia, powracającego perjodycznie w elemencie  $A$  struny. Możemy powiedzieć, że odstęp

czasu  $T$  oddziela początek 1-go wstrząśnienia od początku 2-go, początek 2-go od początku 3-go i t. d.; albo też środek 1-go od środka 2-go wstrząśnienia, środek 2-go od środka 3-go i t. d.; albo również koniec 1-go od końca 2-go wstrząśnienia, koniec 2-go od końca 3-go i t. d. *Fazą* (lub *fazą liczbową*) nazywamy ułamek wstrząśnienia, który w danej chwili właśnie jest dokonany; liczymy go od początkowej chwili każdego wstrząśnienia. Faza naprzykład jest zerem w chwili początkowej, w chwili środkowej wstrząśnienia wynosi  $\frac{1}{2}$ , w końcowej równa się jedności. Okresem perjodycznego zjawiska jest oczywiście odstęp czasu, oddzielający od siebie chwile kolejne, w których zjawisko jest w tej samej fazie. Każdego pierwszego dnia lipca ruch ziemi dookoła słońca jest przybliżenie w tej samej fazie; odstęp takich kolejnych chwil nazywamy rokiem. Gdy końce ramion widełek strojowych znajdują się w najmniejszej albo w największej odległości od siebie, drganie widełek jest w tej samej fazie; odstęp dwóch takich kolejnych chwil jest okresem drgania widełek.

Element  $A$  struny jest źródłem fali; porusza się on okresowo, jego okres wynosi  $T$ . Przypuśćmy, że  $c$  jest prędkością, z jaką fala posuwa się po strunie; odległość  $\lambda$ , o którą fala odbiega od  $A$  w czasie jednego okresu, wynosi

$$1. \quad \lambda = cT.$$

Przypuśćmy, że w odległości  $\lambda$  od elementu  $A$  znajduje się element  $M$  struny (rys. 76); w takim razie  $M$  zaczyna poruszać się



Rys. 76.

o czas  $T$  później aniżeli  $A$ ; dalszy ruch elementu  $M$  jest kopją ruchu elementu  $A$ , we wszystkich fazach o okres  $T$  czasu spóźnioną. Przypuśćmy, że w nowym odstępnie  $\lambda$  od elementu  $M$  wzdłuż struny znajduje się element  $N$ ;  $N$  zaczyna poruszać się o czas  $2T$  później niż  $A$ , dalszy ruch elementu  $N$  jest kopją ruchu elementu  $A$ , spóźnioną we wszystkich fazach o czas  $2T$ . Podobne twierdzenia stosują się do elementów  $P$ ,  $Q$  i t. d., leżących wzdłuż struny w odstępach  $\lambda$  od siebie:

$$2. \quad AM = MN = NP = PQ = \dots = \lambda$$

Podobnie jak w miejscu  $A$  ruch powtarza się w czasie, w odstępach  $T$  czasu, podobnie powraca on i odtwarza się wzdłuż struny, w odstępach  $\lambda$  długości. Taki odstęp  $\lambda$  nazywamy *długością fali*. Odstęp dwóch chwil, w których, w danym miejscu struny, ruch jest w tej samej fazie, nazywa się, jak już wiemy, okresem  $T$ . Odległość wzdłuż struny dwóch miejsc, w których, w danej chwili, ruch jest w tej samej fazie, jest długością fali  $\lambda$ .

Możemy teraz powiedzieć, że bieg fali w strunie polega na posuwaniu się po niej którejkolwiekbądź *fazy* ruchu wywołanego w źródle  $A$  zaburzenia. Ażeby odnajdywać tę samą fazę w coraz dalszych miejscach struny i zarazem w coraz późniejszych chwilach, wypada przenosić się w myśli wzdłuż struny z prędkością  $c$ ; dlatego prędkość  $c$  nazywamy, dokładniej niż przedtem, *prędkością posuwania się fazy* w uważanem falistym zjawisku.

Dla określenia mówiliśmy tutaj o strunie, w której biegnie ciąg fal okresowych poprzecznych. Ale pojęcia fal okresowych, okresów, długości fali oraz prędkości fazy są ogólne i mogą być utworzone w każdym przypadku rytmicznych zaburzeń. Możemy wytwarzać perjodyczne wstrząśnienia na powierzchni wody w korycie lub stawie, w długiej sprężynie, w szeregu kul sprężystych, w kolumnie powietrza, w drucie stalowym skręcanym; w każdym ośrodku biegnie wówczas fala okresowa, mająca pewną długość fali  $\lambda$  i pewien okres  $T$ ; poznamy wkrótce przykłady takich zjawisk.

Po powierzchni mórz, jak wiadomo, toczą się bez przerwy fale małe i wielkie, a niekiedy nawet olbrzymie, wzniecane zazwyczaj przez wichry; po otwartem morzu fale te biegną często w dość stałych odstępach; lecz skoro dopadną wód płytkich w pobliżu wybrzeży, ścigają się i przeskakują wzajemnie, przewalają, piętrzą i bryzgają do góry. W czasie trzęsień ziemi wytwarzają się nieraz na morzu potężne fale samotne, zwane z japońska *tsunami*, których długość dochodzi setek kilometrów; takie fale z ogromną prędkością przebiegają oceany, niekiedy okrążają całą kulę ziemską. W stałych pokładach skorupy ziemskiej trzęsienia ziemi wywołują zawiłe *fale seismiczne*, których różne fazy biegną z rozmaita, ale zawsze bardzo znaczną prędkością. Nawet i na niebie tmożemy zauważyć niekiedy objawy wydarzeń falistych; chmury bywają nieraz poszarpane na strzępy, nakształt wałów i rowów dziwnie regularnie koło siebie leżące; marszczy je wiatr, którego podmuchy bywają zwykle faliste.

Niedościgniony przykład zaburzeń falistych mamy nieustannie przed sobą w zjawiskach światła i promieniowania; odsłaniają nam one nowe, zgoła nieoczekiwane widoki urządzenia natury. Tym zjawiskom poświęcimy osobny rozdział w następnym tomie książki niniejszej.

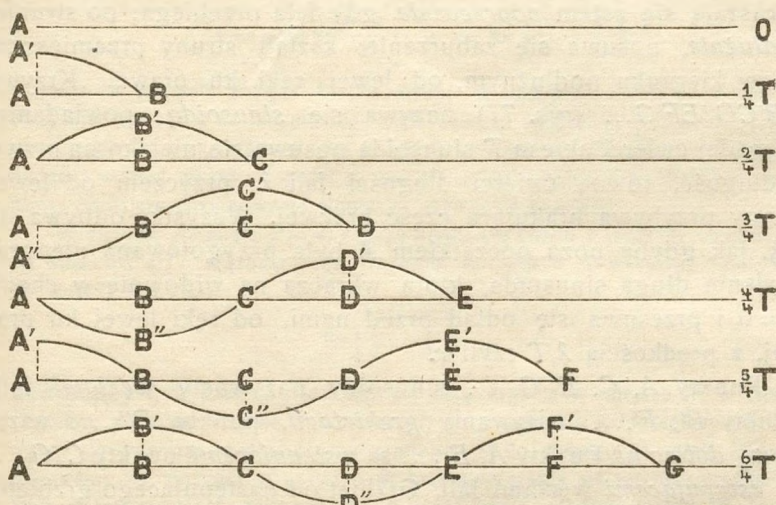
### § 63. Fale harmoniczne proste

Dla objaśnienia wywodów § 62-go przypuśćmy, że element  $A$  struny, który jest źródłem fali, odbywa ruch harmoniczny pro-

sty, znany z §§ 30 i 31-go tomu I-go. Ruch elementu  $A$  rozpoczyna się w chwili początkowej  $t=0$ . Uważajmy chwile, późniejsze od początkowej o odstępy czasu następujące:

1.  $\frac{1}{4}T$ ,  $\frac{2}{4}T$ ,  $\frac{3}{4}T$ ,  $\frac{4}{4}T$ ,  $\frac{5}{4}T$ ,  $\frac{6}{4}T$  i t. d.

Jakie kształty przybiera struna w tych różnych chwilach? W odpowiedzi na to pytanie znajdujemy krzywe, podane na rys. 77-ym.



Rys. 77.

W chwili  $t=0$  element  $A$ , wychodząc z położenia równowagi, rozpoczyna ruch do góry; w chwili  $t=\frac{1}{4}T$ , osiągnąwszy położenie  $A'$  największego wzniesienia, zaczyna wracać ku położeniu równowagi. Fala, która w chwili  $t=0$  wybiegła z  $A$ , posuwa się po strunie; w chwili  $t=\frac{1}{4}T$  dociera do elementu  $B$ , który zatem w chwili  $t=\frac{1}{4}T$  rozpoczyna ruch do góry; ruch elementu  $B$  jest spóźniony o  $\frac{1}{4}$  fazy względem ruchu elementu  $A$ . Długość  $AB$  jest to droga, którą fala przebyła w czasie  $\frac{1}{4}T$ ; wynosi ona  $\frac{1}{4}\lambda$ . W chwili  $t=\frac{2}{4}T$  element  $A$ , dążąc ku dołowi, przebiega przez położenie równowagi; element  $B$  osiąga w tej chwili położenie  $B'$  największego wzniesienia; jeżeli wreszcie  $AC = \frac{1}{2}\lambda$ , tedy w tejże chwili element  $C$  rozpoczyna ruch swój do góry. Ruch elementu  $C$  jest spóźniony o  $\frac{1}{2}$  fazy względem ruchu elementu  $A$ ; w czasie  $\frac{1}{2}T$  fala przebiegła odległość  $AC$  t. j. odbyła drogę  $\frac{1}{2}\lambda$ . Przypuszczając, że  $AD = \frac{3}{4}\lambda$ , że  $AE = \lambda$  i t. d., znajdujemy podobnie położenia elementów  $A$ ,  $B$ ,  $C$  i  $D$  w chwili

$t = \frac{3}{4}T$ , położenia elementów  $A, B, C, D$  i  $E$  w chwili  $t = T$  i t. d. We wszystkich swych fazach ruch elementu  $E$  jest spóźniony o czas  $T$  względem ruchu elementu  $A$ ; element  $E$  jest zatem zawsze w tej samej fazie ruchu, w jakiej jest  $A$ ; dlatego odległość  $AE$  jest długością fali  $\lambda$ . Podobne twierdzenie stosuje się do pary elementów  $B$  i  $F$ , do pary  $C$  i  $G$  i t. d. Cząstki struny, jak widzimy, poruszają się do góry i na dół, poruszają się zatem *poprzecznie*, gdy fala przebiega; po strunie, *podłużnie*, posuwa się zaburzenie; kształt struny przemieszcza się w kierunku podłużnym, od lewej ręki ku prawej. Krzywa  $AB'CD''EF'G\dots$  (rys. 77) nazywa się *sinusoidą*; powiadamy: w każdej ćwierci okresu  $T$  sinusoida posuwa się niejako na prawo o długość, równą ćwierci długości fali  $\lambda$ , przyczem od lewej strony przybywa brakująca część krzywej. Wszystko odbywa się tak, jak gdyby poza początkiem  $A$  była przygotowana nieograniczenie długa sinusoida, która wkracza na widownię w chwili  $t = 0$  i przesuwa się odtąd przed nami, od ręki lewej ku prawej, z prędkością  $\lambda/T$  czyli  $c$ .

Punkty  $A, C, E, G, \dots$  sinusoidy nazywamy *węzłami* fali; punkty  $B', F', \dots$  nazywamy *grzbietami*, punkty  $D'', \dots$  nazywamy *dolinami*. Punkty  $A, E, \dots$  są *wstępującymi*, punkty  $C, G, \dots$  są *zstępującymi* węzłami fali. Grzbiet od następującego grzbietu, dolinę od następującej doliny, wstępujący węzeł od następującego wstępującego węzła, zstępujący węzeł od następującego zstępującego węzła oddziela zawsze odległość, równa długości fali.

Oznaczmy przez  $x$  wychylenie pewnej cząstki struny z położenia równowagi czyli jej odległość od  $ABCDEFGG\dots$ ; wychylenia, skierowane ku górze, uważajmy za dodatnie; wychylenia, skierowane ku dołowi, uważajmy za ujemne. Przez  $a$  rozumiejmy *amplitudę* drgań cząstki, czyli największą możliwą wartość bezwzględną wychylenia  $x$ . Weźmy na uwagę ruch cząstki  $A$ ; w tym ruchu:

gdy:	$t = 0$	$= \frac{1}{4}T$	$= \frac{1}{2}T$	$= \frac{3}{4}T$	$= T$ i t. d.,
mamy:	$x = 0$	$= a$	$= 0$	$= -a$	$= 0$ i t. d.

Wszystkie te wartości wychylenia  $x$  wypadają z wzoru

$$1. \quad x = a \sin 2\pi \frac{t}{T}$$

który, podobnie jak wzór (2) § 31-go tomu I-go, wyraża oczywiście ruch harmoniczny prosty cząstki. Istotnie, rzucając ruch kołowy jednostajny punktu  $M$  (rys. 35, § 30 tomu I-go; na ówczesną średnicę  $CD$ , otrzymujemy ruch rzutu po tej średnicy, dany przez powyższą formułę (1).

Wyobraźmy sobie dowolną cząstkę  $P$  struny; odległość tej cząstki od źródła  $A$  fali oznaczmy przez  $z$ . Fala przebywa odległość  $z$  w czasie

$$2. \quad \tau = \frac{z}{c}$$

zatem drganie cząstki  $P$  we wszystkich swych fazach opóźnia się o  $\tau$  względem drgania cząstki  $A$ . Z równań obecnych (1) i (2) oraz ze związku (1) artykułu poprzedzającego wynika zatem, że wychylenie  $x$  cząstki  $P$  w chwili  $t$  wynosi

$$3. \quad x = a \sin 2\pi \frac{t - \tau}{T} = a \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right)$$

Formuła (3) pozwala znaleźć kształt struny w dowolnej chwili  $t$ ; w tym celu uważamy wartość  $t$  za niezmienną czyli zadaną, natomiast  $z$  oraz  $x$  uważamy za zmienne; krzywa, która w tem założeniu wyraża zależność |wychylenia  $x$  od bieżącej wzdłuż struny długości  $z$ , jest sinusoidą, o której przed chwilą mówiliśmy. Niniejsze rozumowanie tłumaczy nazwę tej krzywej.

W miejscu  $A$ , gdzie  $z = 0$ , za fazę drgania w chwili  $t$  możemy zawsze przyjąć stosunek  $t/T$ . *Kątową fazą drgania* w miejscu  $A$  w chwili  $t$  nazywamy kąt  $2\pi t/T$ . Kąt

$$4. \quad 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right)$$

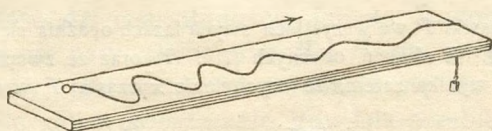
występujący w formule (3), jest kątową fazą drgania w miejscu  $P$ , w chwili  $t$ . Dodajmy dowolną wartość  $\vartheta$  do czasu  $t$ ; do  $z$  dodajmy jednocześnie  $c\vartheta$ . Posuwamy się wówczas wzdłuż struny z miejsca  $P$  do nowego  $Q$ , gdzie  $PQ = c\vartheta$ ; posuwamy się zarazem w czasie o  $\vartheta$ ; przemieszczamy się zatem z prędkością  $c$ . Lecz w miejscu  $Q$  i w chwili  $t + \vartheta$  znajdujemy, według wzoru (4), tę samą fazę kątową, jaką mieliśmy w miejscu  $P$  w chwili  $t$ ; prędkość  $c$  jest więc rzeczywiście szybkością posuwania się pewnej danej fazy po strunie, jak to już powiedzieliśmy.

Rozważaliśmy tutaj prawa biegu fal, które tworzą się dzięki następowaniu po kolei po sobie nieskończenie wielu ruchów harmonicznym prostym; takie fale nazywamy *harmonicznymi prostymi falami*. Drgania i fale harmoniczne proste grają w fizyce rolę niezmiernie doniosłą. Słynny francuski uczoney Fourier (1768—1830) udowodnił, że, składając nieograniczenie wiele takich drgań rozmaitych okresów, można otrzymać *wszelkie* określone i ciągłe perjodyczne zaburzenie.

Rozchodzenie się fal harmonicznym prostym możemy objaśnić zapomocą doświadczenia, opisanego w § 5-ym tomu I-go. Gdy płytka ówczesna  $P$  przesuwana się ruchem prostoliniowym jednostajnym przed ostrzem drgających widełek strojowych, otrzymujemy krzywą, przedstawioną na rys. 6-ym tomu I-go; krzywa ta jest sinusoidą. Zamiast płytki  $P$ , możemy zbliżyć do ostrza widełek pobocznice walca prostego, kręcącego się jednostajnie około swej osi.

Struna wyprężona, której koniec odbywa ruch harmoniczny prosty, przybiera kształt sinusoidy; ale fala biegnie w strunie bardzo szybko, dociera wkrótce

do przeciwległego jej końca, tam odbija się, powraca, znów się odbija i t. d.; jak zobaczymy niebawem, ruch skutkiem tych odbić przedstawia się w odmiennej postaci (§ 65). Ażeby takich zawiślań uniknąć, kładziemy wyprężoną



Rys. 78.

strunę na powierzchni długiego stołu (rys. 78); swobodny koniec struny poruszamy w płaszczyźnie poziomej. Dzięki tarcu, fale biegnące po strunie rychło zamierają; ich amplitudy są coraz mniejsze. fale nie przenikają do przeciwległego końca struny, odbicia zatem nie dochodzą do skutku.

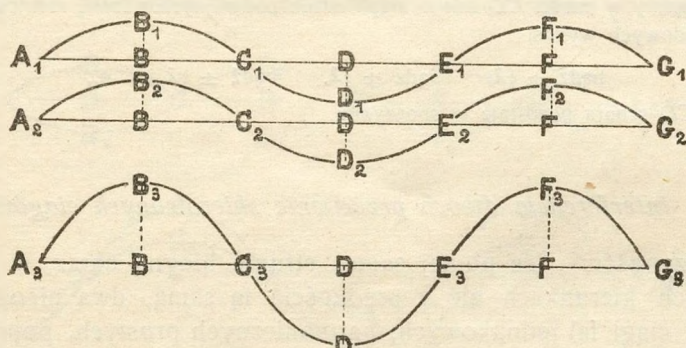
#### § 64. Interferencja dwóch zgodnie skierowanych ciągów fal.

Przypuśćmy, że po tej samej strunie będą naraz, w tym samym kierunku i z tą samą prędkością, dwa nieograniczone ciągi fal jednakowych, harmonicznyc prostych, poprzecznych. Biegąc jednocześnie w tej samej strunie, takie dwa ciągi wstrząsają te same materjalne cząstki; mimo to, dla jasności, będziemy każdy ciąg fal rysowali osobno. Biegąc w tej samej strunie i spotykając się ze sobą, fale nakładają się, interferują (§§ 57 i 58); będziemy je tu zatem nazywali *zgodnie skierowanemi składowemi falami*.

Przypuśćmy po pierwsze, że w pewnych punktach struny spotykają się ze sobą węzły wstępujące  $A_1, E_1, \dots$  pierwszej fali składowej z wstępującemi węzłami  $A_2, E_2, \dots$  drugiej oraz zstępujące  $C_1, G_1, \dots$  pierwszej ze zstępującemi  $C_2, G_2, \dots$  drugiej (rys. 79); grzbiety  $B_1, F_1, \dots$  pierwszej fali nakładają się wówczas na grzbiety  $B_2, F_2, \dots$  drugiej, doliny  $D_1, \dots$  pierwszej nakładają się na doliny  $D_2, \dots$  drugiej. Powstaje fala *wypadkowa*  $A_3 B_3 C_3 D_3 E_3 F_3 G_3$  (rys. 79), złożona z uważanych składowych; jej długość fali jest taka sama jak w każdej fali składowej, jej amplitudy  $BB_3, DD_3, FF_3, \dots$  są dwa razy większe niż amplitudy  $BB_1$  i  $BB_2, DD_1$  i  $DD_2, FF_1$  i  $FF_2, \dots$  fal składowych. Nakładając się, fale składowe wzmacniają się wówczas. Przypuśćmy po wtóre, że w pewnych miejscach struny spotykają się ze sobą węzły wstępujące  $A_1, E_1, \dots$  pierwszej fali składowej

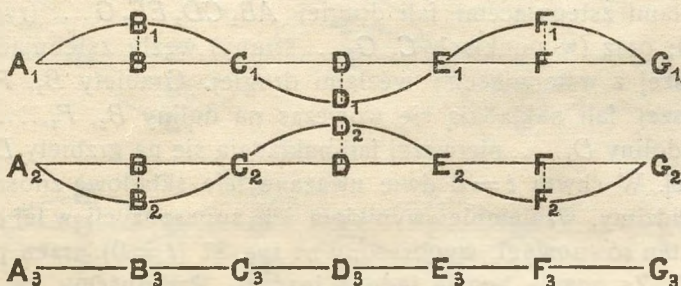


ze zstępującymi węzłami  $A_2, E_2, \dots$  drugiej oraz zstępujące  $C_1, G_1, \dots$  pierwszej z wstępującymi  $C_2, G_2, \dots$  drugiej (rys. 80); grzbiety  $B_1, F_1, \dots$  pierwszej fali nakładają się wówczas na do-



Rys. 79.

liny  $B_2, F_2, \dots$  drugiej, doliny  $D_1, \dots$  pierwszej fali nakładają się na grzbiety  $D_2, \dots$  drugiej. W tym przypadku fale składowe znoszą się i zobojętniają wzajemnie; wynikiem superpozycji jest



Rys. 80.

stan równowagi, wyobrażony przez prostą  $A_3 B_3 C_3 D_3 E_3 F_3 G_3$  (rys. 80). W pierwszym przypadku spotykające się punkty zaburzeń są zawsze w tej samej fazie; np.  $A_1$  i  $A_2$ ,  $B_1$  i  $B_2$  i t. d. (rys. 79). W drugim przypadku spotykające się punkty są w fazach, różniących się o pół okresu od siebie; mówi się także, że one są w fazach *przeciwnych*, np.  $A_1$  i  $A_2$ ,  $B_1$  i  $B_2$  i t. d. (rys. 80).

Wnioski powyższe możemy objaśnić przy pomocy przyrządu, który opisaliśmy w § 58-ym. Końce  $A$  i  $B$  rozwidlającego się sznura (rys. 69) wprawiamy jednocześnie w jednakowy ruch harmoniczny prosty poprzeczny. Jeżeli różnica

długości  $AC$  i  $BC$  czyli t. zw. różnica dróg wytworzonych fal składowych wynosi

1.            bądź 0,    bądź  $\pm \lambda$ ,    bądź  $\pm 2\lambda$ ,    bądź  $\pm 3\lambda$  i t. d.,

dostrzegamy w części  $CD$  fale o amplitudach podwójnych. Jeżeli różnica dróg fal składowych wynosi

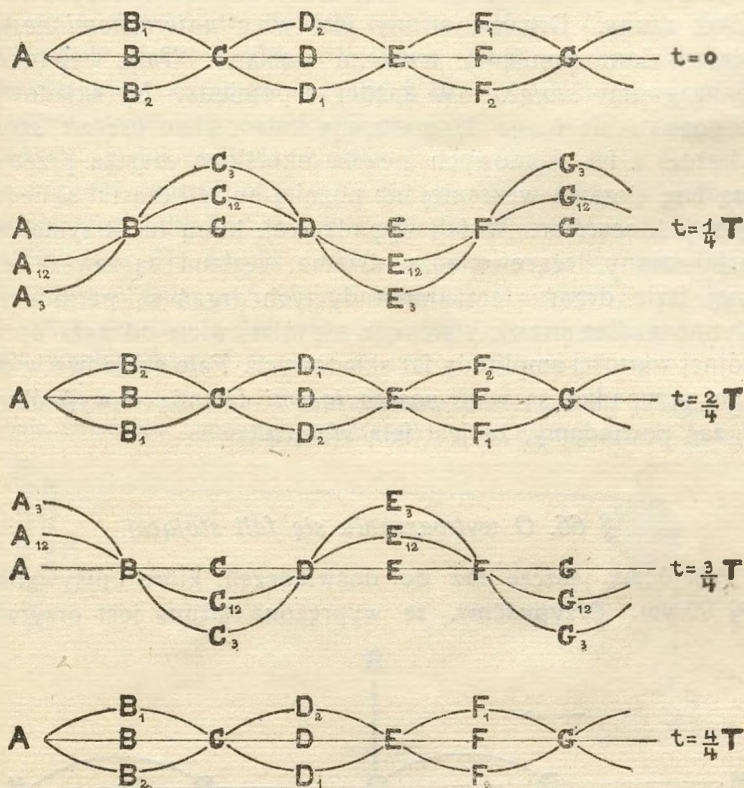
2.            bądź  $\pm \frac{1}{2}\lambda$ ,    bądź  $\pm \frac{3}{2}\lambda$ ,    bądź  $\pm \frac{5}{2}\lambda$  i t. d.,

część  $CD$  sznura pozostaje w spoczynku.

### § 65. Interferencja dwóch przeciwnie skierowanych ciągów fal.

Przypuśćmy, że po tej samej strunie biegną naraz, w przeciwnych kierunkach ale z prędkością tą samą, dwa nieograniczone ciągi fal jednakowych, harmonicznym prostych, poprzecznych. Biegnąc jednocześnie w tej samej strunie, fale nakładają się, interferują; będziemy je teraz nazywali *przeciwnie skierowanymi składowymi falami*. Przypuśćmy, że pierwsza fala składowa posuwa się na prawo, druga zaś na lewo (rys. 81). Wyobraźmy sobie, że w chwili  $t=0$  spotykają się ze sobą (w punktach  $A, E, \dots$  struny) węzły wstępujące fali pierwszej  $AB_1CD, EF_1G, \dots$  z węzłami zstępującymi fali drugiej  $AB_2CD_2EF_2G, \dots$  (rys. 81,  $t=0$ ); oraz (w punktach  $C, G, \dots$  struny) węzły zstępujące fali pierwszej z wstępującymi węzłami drugiej. Grzbiety  $B_1, F_1, \dots$  pierwszej fali nakładają się wówczas na doliny  $B_2, F_2, \dots$  drugiej; doliny  $D_1, \dots$  pierwszej fali nakładają się na grzbiety  $D_2, \dots$  drugiej. W chwili  $t=0$  dwie uważane fale składowe znoszą się, jak widzimy, wzajemnie; wynikiem ich superpozycji w tej chwili jest stan równowagi, wyobrażony na rys. 81 ( $t=0$ ) przez prostą  $ACEG$ . Za chwilę będzie jednak inaczej. Przypuśćmy, że jesteśmy w chwili  $t=\frac{1}{4}T$ ; od początkowej chwili  $t=0$  upłynęło ćwierć okresu. W czasie  $\frac{1}{4}T$  pierwsza fala składowa przesunęła się na prawo o ćwierć długości fali; druga fala w tym czasie przesunęła się o tę samą odległość na lewo; nadając te przemieszczenia sinusoidom, przedstawionym pod  $t=0$  na rys. 81-ym, otrzymujemy rysunek następny ( $t=\frac{1}{4}T$ ). Wstępujące węzły pierwszej fali składowej spotykają się wówczas z wstępującymi węzłami drugiej, zstępujące węzły pierwszej fali ze zstępującymi drugiej, grzbiety pierwszej fali nakładają się na grzbiety drugiej, doliny pierwszej fali na doliny drugiej; fale  $A_1BC_1DE_1FG_1, \dots$  oraz  $A_2BC_2DE_2FG_2$  są identyczne w chwili  $t=\frac{1}{4}T$ . Powstaje

więc fala wypadkowa  $A_3BC_3DE_3FG_3$ , w której długość fali jest ta sama jak w falach składowych, ale amplitudy są dwa razy większe (rys. 81,  $t = \frac{1}{4}T$ ). Przypuśćmy, że jesteśmy w chwilach  $t = \frac{2}{4}T$ ,  $t = \frac{3}{4}T$ ,  $t = \frac{4}{4}T$ ; od początkowej chwili  $t = 0$  upłynęło zatem pół okresu,



Rys. 81.

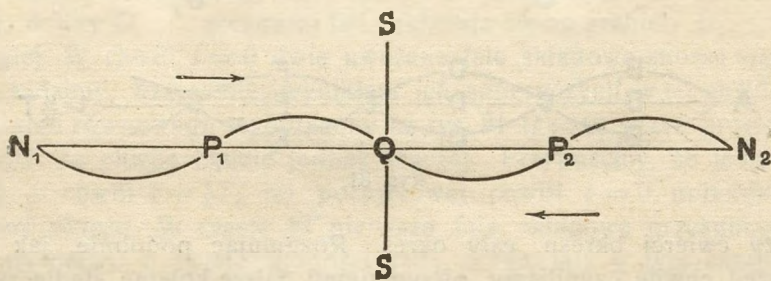
trzy ćwierci okresu, cały okres. Rozumując podobnie, jak to przed chwilą czyniliśmy, otrzymujemy dalsze kolejne stądja rys. 81-go.

Zwróćmy uwagę na punkty  $B, D, F, \dots$  struny; widzimy natchmiast, że one we wszystkich fazach zjawiska są w równowadze; w tych miejscach struny panuje nieprzerwany spoczynek. Takie punkty struny nazywamy jej *trwałymi* albo *stojącymi węzłami*; nie posuwają się one, istotnie, ani na prawo ani na lewo. Ale grzbiety i doliny  $C_3, E_3, G_3, \dots$  fali wypadkowej, które nazywamy *strzałkami*, nie posuwają się również po strunie. Wszy-

stkie grzbiety fali wypadkowej pojawiają się jednocześnie, wszystkie jednocześnie znikają i ustępują miejsca dolinom; wszystkie doliny fali wypadkowej wytwarzają się jednocześnie, wszystkie jednocześnie giną i przeobrażają się w grzbiety; cała ta chwiejba odbywa się *naraz*, wspólnie i zgodnie, we wszystkich strzałkach wzdłuż struny. Drganie struny jest więc *unieruchomione*, jest umiejscowione pomiędzy trwałymi węzłami. Taką wypadkową falę nazywamy *stojącą*. W każdej z pomiędzy fal składowych coś posuwa się naprzód; postępuje mianowicie *kształt struny*. W każdej z fal składowych pewna określona cząstka przebywa daną fazę drgania wcześniej lub później aniżeli cząstki sąsiednie, nigdy jednocześnie. W fali wypadkowej, którą tu otrzymaliśmy, cząstki struny leżące między dwoma węzłami są zawsze w tej samej fazie drgań; lecz amplitudy tych drgań są perjodycznie zmienne wzdłuż struny, zmieniają się mianowicie od zera do podwójnej wartości amplitudy fal składowych. Fale składowe w obecnym przypadku są więc *postępującymi* falami; o wypadkowej fali zaś powiadamy, że jest falą *stojącą*.

### § 66. O wytwarzaniu się fali stojącej.

Powróćmy jeszcze raz do doświadczeń, które opisywaliśmy w § 60-ym. Przypuśćmy, że wyprężona struna jest przytwier-

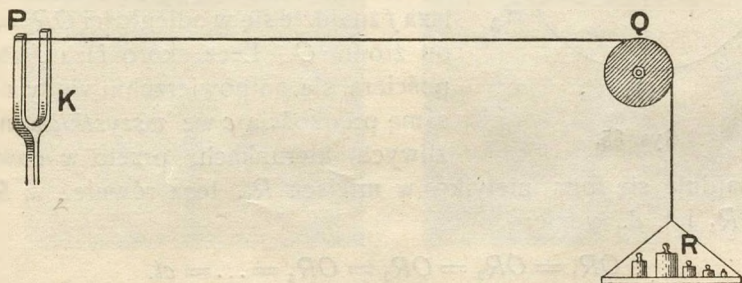


Rys. 82.

dzona na końcu swym  $Q$  do ściany doskonale sztywnej i nieruchomej  $SS$ ; na przeciwległym końcu  $P$  wytwarzamy drgania harmoniczne proste poprzeczne (rys. 73). Ku ścianie  $SS$  zbliża się zatem fala padająca  $N_1P_1Q$  (rys. 82), postępująca na prawo. Dla zrozumienia zjawiska wyobraźmy sobie, że po przeciwnej stronie ściany  $SS$  znajduje się w pogotowiu fala odbita  $N_2P_2Q$ ;

jest to fala postępująca na lewo, ma tę samą długość fali jak padająca i posuwa się z tą samą prędkością. Fala odbita  $N_2P_2Q$  czeka nadejścia fali padającej  $N_1P_1Q$ ; w chwili, w której zstępujący węzeł  $Q$  fali padającej dobiega ściany  $SS$ , węzeł wstępujący  $Q$  fali odbitej dopada tejże samej  $SS$ . Cząstka  $Q$  struny pozostanie w spoczynku, nie tylko w chwili spotkania się węzłów ze sobą, ale również we wszystkich chwilach następnych. Istotnie, w chwili spotkania cząstka  $Q$  znajdzie się w tych samych warunkach, w jakich była cząstka  $D$  rys. 81-go w chwili  $t = \frac{1}{4}T$ . Po upływie ćwierci okresu do ściany  $SS$  dobiegnie grzbiet fali padającej z jednej strony, z drugiej zaś jednocześnie dolina fali odbitej (rys. 81,  $t = \frac{3}{4}T$ ). Wszystko potoczy się dalej kolejną, którą poznaliśmy w § 65-ym; cząstka  $Q$  pozostanie wciąż nieruchoma, w strunie zaś wytworzy się *fala stojąca*, której ostatnim węzłem będzie  $Q$ .

Ażebymy wywołać zjawisko, które tu rozważaliśmy, możemy postąpić, jak następuje. Działaniem stosownego obciążenia  $R$  (rys 83) wyprężamy strunę  $PQ$ ;



Rys. 83.

koniec  $P$  struny pobudzamy poprzecznie za pomocą drgających widełek strojowych  $K$ , których płaszczyzna drgań jest prostopadła do podłużnej osi struny. Wydaje się wówczas, że struna niejako rozszerza się w smugę błyszczącą, podzieloną na pewną liczbę łukowatych odcinków (rys. 84). Obrazy szybko po sobie następujących postaci struny, oscylujących pomiędzy  $a_1, b_1, c_1, d_1$  i  $a_2, b_2, c_2, d_2$



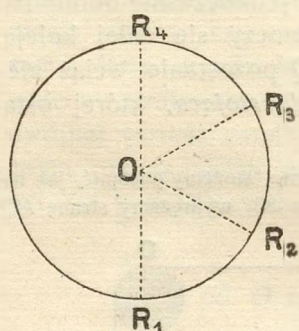
Rys. 84.

(rys 84), zlewają się w oku, budząc wrażenie łańcucha ciągłych, łukowato rozdętych pasemek. Struna jednak drga prawidłowo, sposobem tu opisanym, tylko wówczas, gdy jej napięcie ma jedną z pomiędzy wartości, które do takiego drgania są nieodzowne (zob. § 84). Jeżeli przypadkowo nie trafimy na jedną z tych wartości napięcia, struna drży tylko i dygocze bezładnie; zmniejszając lub zwiększając obciążenie  $R$ , sprawiamy, że podział na odcinki staje się ostry i wytwarzanie się fali stojącej jest dobrze widoczne. Do doświadczenia tego,

które Melde obmyślił, używa się zwykle cienkiego, długiego sznurka, wyrobionego z białego jedwabiu. Tyndall posłużył się cienkim platynowym drucikiem, który rozgrzewał do czerwoności, przepuszczając przezeń prąd elektryczny; nieruchome węzły świecą wówczas jasno, strzałki zaś, drgając żywo, stygną w powietrzu i pozostają niemal ciemne i niewidoczne.

### § 67. O falach kołowych, kulistych i płaskich. Promienie.

Odwoływaliśmy się już nieraz w rozdziale niniejszym do przykładu zaburzeń falistych, biegnących po powierzchni wody. Posługując się pojęciami, któremi rozporządzamy obecnie, możemy



Rys. 85.

powiedzieć, że posuwanie się takiej fali polega na rozchodzeniu się po powierzchni wody  *pewnej fazy drgań*  cząstek ośrodka. Wyobraźmy sobie, że ze źródła  $O$  (rys. 85) w chwili  $t = 0$  wybiega z prędkością  $c$  faza drgania, którą oznaczamy przez  $f$ ; w chwili  $t$  faza  $f$  znajdzie się w odległości  $OR = ct$  od źródła  $O$ . Lecz skoro faza  $f$  rozpościera się po powierzchni wody z tą samą prędkością  $c$  we *wszystkich* możliwych kierunkach, przeto w chwili  $t$  znajduje się ona nie tylko w miejscu  $R_1$ , lecz również w  $R_2$ ;  $R_3$ ,  $R_4$  i t. d., gdzie:

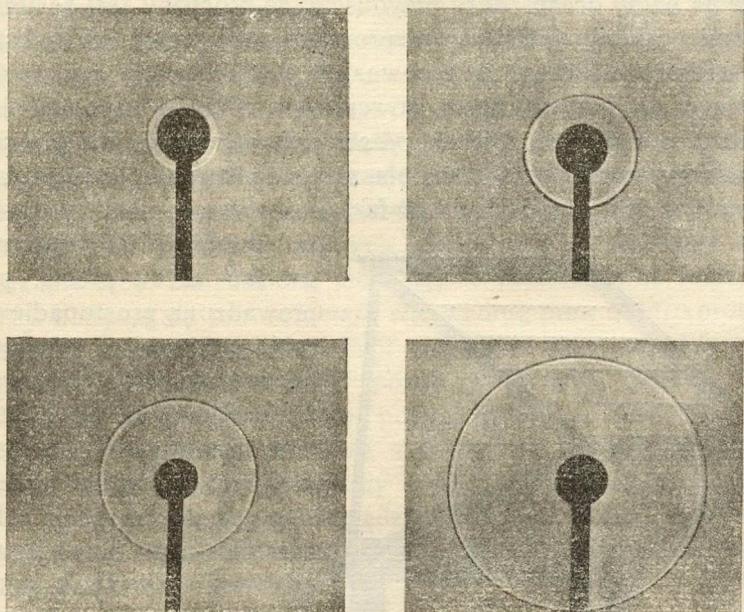
$$1. \quad OR_1 = OR_2 = OR_3 = OR_4 = \dots = ct.$$

Innymi słowy, w chwili  $t$  faza  $f$  zajmuje obwód koła  $R_1R_2R_3R_4$ , którego promień wynosi  $ct$ . Powiadamy, że krzywe, wzdłuż których faza jest wszędzie ta sama, czyli t. zw. *obwody fali*, mają w tym razie kształt kół; taką więc falę nazywamy *kołową*. Promienie  $OR_1$ ,  $OR_2$  i t. d. obwodów fali kołowej, jednostajnie z czasem rosnące, nazywamy *promieniami fali kołowej*.

Wyobraźmy sobie ośrodek izotropowy, rozciągający się jednolicie we wszystkich kierunkach. Przypuśćmy ponownie, że ze źródła  $O$ , w chwili  $t = 0$ , wybiega z prędkością  $c$  faza drgania, którą oznaczamy przez  $f$ . Oczywiście jest rzeczą, że po upływie czasu  $t$  faza  $f$ , dążąc we wszystkich możliwych *w przestrzeni* kierunkach, zajmie powierzchnię *kulistą*, której promień wynosi  $ct$ . Powiadamy, że powierzchnie, na których faza jest wszędzie ta sama, czyli t. zw. *powierzchnie fali*, mają w tym razie kształt

kulisty; taką więc falę nazywamy *kulistą*. Promienie powierzchni fali kulistej, jednostajnie z czasem rosnące, nazywamy *promieniami fali kulistej*.

Jak zobaczymy w rozdziale następnym, wrażeniom naszym słuchowym towarzyszy bieg w otaczającym powietrzu fal zgęszczenia naprzemian i rozrze-



Rys. 86.

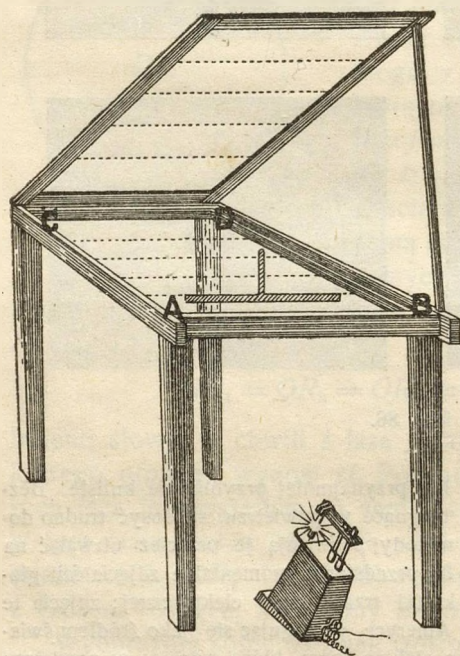
dzenia, które bywają często kuliste lub przynajmniej przybliżenie kuliste. Bezpośredniej obserwacji fale głosowe, biegnące w powietrzu, są dosyć trudno dostępne; spóczesne doświadczalne metody pozwalają je przecież utrwać na obrazach fotograficznych. Rysunek 86 przedstawia momentalne zdjęcia fali głosowej kulistej, wzbudzonej przez krótki trzask iskry elektrycznej; zdjęcia te wykonali pp. Foley i Souder w Ameryce, posługując się (jako źródłem światła) tem samym znów wyładowaniem elektrycznym, które wznieca w powietrzu falę głosową. Porównywając ze sobą kolejne zdjęcia, podane na naszym rysunku, spostrzegamy, jak rozpościera i szerzy się fala kulista, jak z biegiem czasu pęcznieje, zagarniając coraz większe zakresy przestrzeni.

Wyobraźmy sobie powierzchnię kulistą, której promień zwiększamy coraz bardziej i bardziej. Weźmy na uwagę wycinek powierzchni, ograniczony przez pewien obwód niezmienny, na przykład przez kółko, narysowane na powierzchni kuli. Im dłuższy

jest promień powierzchni kulistej, tem bliższy elementu płaszczyzny jest wzięty na uwagę wycinek. [Najlepszego w tej mierze przykładu dostarcza nam kula, na której wszyscy mieszkamy. Swobodna powierzchnia wody w stawie stojącej nie różni się ocnialnie od płaszczyzny; ona jest przecież wycinkiem powierzchni kulistej; ażeby to pojąć, dość sobie wyobrazić ów staw przeniesiony na pełny ocean, dość przypuścić, że otoczony jest zewsząd wodami oceanu]. Jeżeli zatem promień powierzchni fali kulistej jest nadzwyczaj długi w porównaniu do linjowych rozmiarów pewnego na niej wycinka, wówczas, w obrębie tego wycinka, możemy poczytywać falę za *płaską*. Powierzchnie fali płaskiej są płaszczyznami; każdą taką płaszczyznę nazywamy *czołem fali*. We wszystkich punktach czoła faza drgań ma tę samą wartość;

za promień fali możemy uważać każdą prostą, poprowadzoną prostopadle do czoła w kierunku, w którym posuwa się fala. W różnych przypadkach zaburzeń, którymi zajmowaliśmy się w niniejszym rozdziale, mieliśmy już do czynienia z falami płaskimi. Fale biegnące w długiej sprężynie, w kolumnie powietrza, w skręcanym drucie stalowym, w wyprężonej rurze lub strunie są, naogół dosyć dokładnie, falami płaskimi.

Możemy posłużyć się następującem urządzeniem, ażeby uzmysłowić bieg fal płaskich. Nalewamy nieco wody do płytkiego prostokątnego koryta, którego



Rys. 87.

dnem jest szyba szklana (rys. 87). W stałych odstępach czasu dotykamy powierzchni wody brzegiem płaskiej deseczki, którą trzymamy równolegle do węższej ściany poprzecznej *AB*. Na powierzchni wody powstają fale płaskie, równoległe do brzegu deseczki, które, dobiegając przeciwległej ściany *CD*, odbijają się



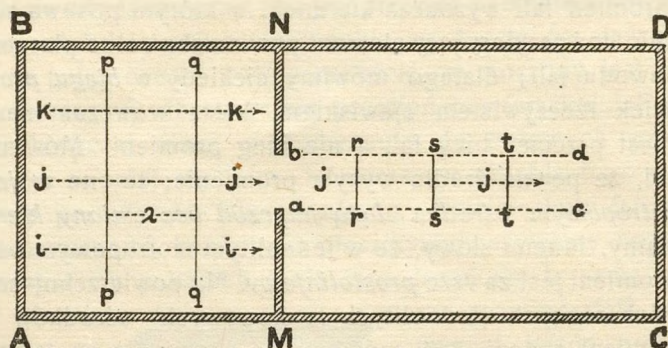
od niej. Fale odbite wraz z padającymi wytwarzają układ fal płaskich stojących. Silne źródło światła, umieszczone pod dnem koryta, oświetla zmarszczki, wywołane na powierzchni wody; cienie tych zmarszczek dostrzegamy dogodnie na szklanej szybie, pochylonej, jak pokazuje rysunek, do biegu promieni świetlnych.

Streszczając, co powiedzieliśmy, możemy krótko tak się wyrazić: promień fali wyznacza kierunek, w którym posuwa się bezpośrednio doń przylegający element powierzchni, albo płaszczyzny, albo obwodu fali; dlatego mówimy niekiedy o *biegu promieni*, jakkolwiek rzeczywistym zjawiskiem, które wówczas mamy na myśli, jest przecież bieg fal, a nie bieg promieni. Mówimy na przykład, że pewne źródło wysyła promienie; że one *w jednolitym izotropowym ośrodku dążą naprzód bez zmiany kierunku*; powiadamy, innymi słowy, że w jednolitym izotropowym ośrodku bieg promieni jest zawsze *prostoliniowy*. Na powierzchni zetknięcia dwóch różnych (jednolitych izotropowych) ośrodków kierunek promieni zmienia się; mówimy, że promienie na takiej granicy *odbijają się* lub *załamują się*, według praw bardzo prostych, które w najbliższych artykułach niebawem poznamy. Wyrażamy się niejednokrotnie w taki sposób w różnych działach fizyki, zwłaszcza w optyce, w której pojęcie promieni bywa nieraz użyteczne. Korzystając jednakże z usług, które nam pojęcie promieni wyświadcza, powinniśmy o tem zawsze pamiętać, że ono jest tylko pomocniczym narzędziem rozumowania, że jest geometryczną fikcją, której dosłownie nie odpowiada nic rzeczywistego.

### § 68. Uginanie się fal.

Do zrozumienia praw rozmaitych (ale *nie* wszystkich) zjawisk falistych wystarcza, jak powiedzieliśmy, rozważanie *biegu promieni*; nie mamy wówczas potrzeby roztrząsania *fal*, które tym promieniom dają początek. Powiadamy w takich przypadkach, że analizujemy zjawisko z *geometrycznego* punktu widzenia. Można badać na przykład rozchodzenie się światła ze stanowiska optyki geometrycznej; rozchodzenie się głosu, w niektórych przypadkach, można byłoby rozbierać ze stanowiska geometrycznej akustyki. Zobaczymy, że takie postępowanie pozwala niekiedy w prosty sposób osiągnąć cel zamierzony. Istnieją jednakże liczne i ważne przypadki, w których metoda geometryczna nie byłaby uzasadniona; w tych zatem przypadkach nie powinna być stosowana.

Wyobraźmy sobie płytkie prostokątne koryto  $ABCD$ ; na rys. 88-ym widzimy je w poziomym przekroju. Jak w § 67-ym, na powierzchni wody rozlanej w korycie wytwarzamy fale płaskie, na przykład w pobliżu ściany  $AB$ . Czoła fal biegną w kierunkach  $ii$ ,  $jj$ ,  $kk$  i t. d., prostopadłych do ściany  $AB$ . Niechaj  $pp$ ,  $qq$  i t. d. będą kolejnymi grzbietami fal; odległość  $qq$  od  $pp$  jest

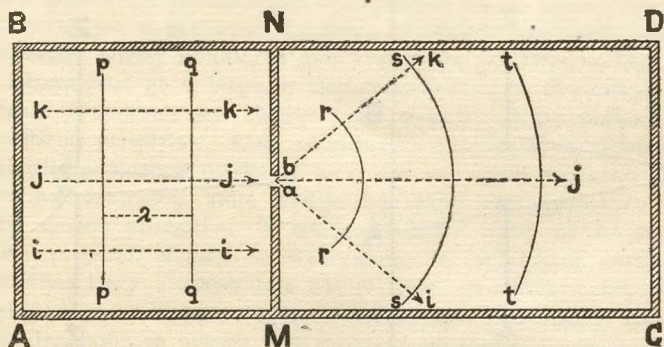


Rys. 88

długością fali  $\lambda$ . Fale biegną swobodnie w przedziale  $ABMN$  lecz na swej drodze spotykają ścianę nieruchomą  $MN$ , która stanowi dla nich nieprzebytą zapórę; w tej ścianie znajduje się otwór  $ab$ , przez który fale mogą dalej podążyć. Jaki jest dalszy bieg fal w przedziale  $MNCD$ ? Ażeby odpowiedzieć na to pytanie, spróbujmy posłużyć się metodą geometryczną; ufamy w niej pojęciu promieni, które pozostają prostoliniowe tak daleko, dokąd sięga ośrodek jednorodny izotropowy. Z brzegów  $a$  i  $b$  otworu rysujemy promienie  $ac$  i  $bd$ , równoległe do  $ii$ ,  $jj$ ,  $kk$  i powiadaemy: zaburzenie dociera do cząstek powierzchni, zawartych w obrębie  $abcd$ , który ograniczyliśmy promieniami  $ac$  i  $bd$ . Promień  $jj$  trafia w otwór, przebiega więc bez przeszkody; promienie  $ii$ ,  $kk$  napotykają ścianę, nie mogą zatem dalej przeniknąć. Posługując się nazwami, które każdemu są zrozumiałe, mówimy: przez otwór  $ab$  biegnie *snop* równoległych promieni  $abcd$ ; poza tym snopem w przedziale  $MNCD$  zalega *cień*, rzucany przez nieprzezroczystą dla fal ścianę  $MN$ .

Taka jest odpowiedź na postawione pytanie, wynikająca z geometrycznej konstrukcji promieni; czy ona jest zgodna z faktami? Gdy odwołamy się do doświadczenia, nauczy nas ono, że przebieg w przedziale  $MNCD$  koryta zgadza się bardzo przybliżenie

z wymaganiami geometrii promieni *tylko w pewnym szczególnym przypadku*; gdy mianowicie szerokość  $ab$  otworu (którą oznaczymy dla skrótowania przez  $e$ ) jest *bardzo znaczna* w porównaniu do długości fal  $\lambda$ . Wyobraźmy sobie, że szerokość  $e$  jest 100, 200 lub 500 razy *większa* niż  $\lambda$ ; wówczas schemat zjawiska, podany na rys. 88 ym, zgadza się *dosłownie* z rzeczywistością spo-



Rys. 89.

strzeżeń. Lecz jeżeli wymieniony warunek nie jest spełniony, przebieg fal w przedziale  $MNCD$  jest zgoła odmienny. Ażeby nie zachować żadnej wątpliwości w tym względzie, przenieśmy się w myśli do wprost przeciwnego (niż poprzedni) przypadku; przypuśćmy, że szerokość  $e$  otworu  $ab$  jest 100, 200 albo 500 razy *mniej* niż długość fal  $\lambda$ . Przebieg fal w przedziale  $MNCD$  koryta jest wówczas taki, jak wyobraża go rys. 89-ty, schematyczny, podobnie jak poprzedni 88-my. Wybiegając z otworu  $ab$ , fale, jak widzimy, uciekają we *wszystkich* możliwych kierunkach, nie tylko w tych, które stanowią proste przedłużenie kierunków padających na otwór promieni. Gdy dostrzegamy podobne zjawiska, powiadamy, że *fale uginają się*; ale uginają się one właściwie tylko od kierunków, wytkniętych przez zbyt uproszczoną teorię promieni; uchylają się jedynie od wymagań, które im narzuca rozumowanie zbyt ciasne, mylnie uogólnione.

Wyobraźmy sobie, że po powierzchni morza rozbiegają się fale; długość fali w zaburzeniu niechaj wynosi, przypuśćmy, kilkadziesiąt centymetrów. Duży okręt morski powstrzymuje takie fale i rzuca *cień*, w którego obrębie powierzchnia wody pozostaje niezakłócona. Natomiast mała, pływająca po morzu beczka nie może wówczas cienia wytworzyć; falowanie okrąży taką, stosunkowo drobną zaporę i dociera do wszystkich punktów powierzchni, poza nią leżących. Okręt zatem *zasłania*, beczka nie zasłania od fal; tłumaczymy sobie fakt ten z łatwością, na mocy powyższych naszych wywodów.

woli zatem nasuwa się domysł, że bieg światła w przestrzeni musi w istocie polegać na rozchodzeniu się jakichś fal; że światło jest także zjawiskiem falistym. W następnym tomie tej książki przekonamy się, że założenie, które wypowiedzieliśmy w powyższych słowach, jest podstawą *undulacyjnej teorii światła*, jednego z najpiękniejszych dzieł, jakie stworzyła myśl ludzka.

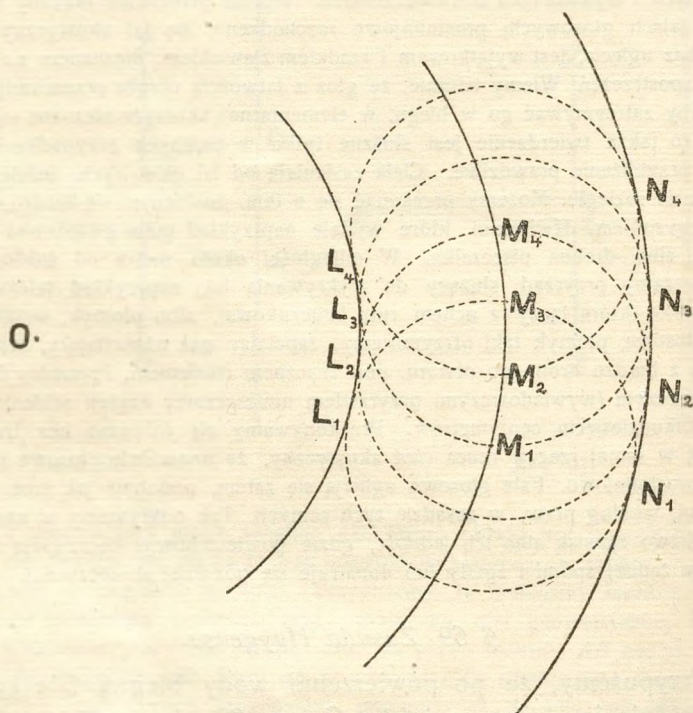
Uginania się fal świetlnych nie dostrzegamy inaczej, jak tylko w stosownie ułożonych i wykonanych doświadczeniach. Wprost przeciwnie musimy wyrazić się o falach głosowych; prostolinjowe rozchodzenie się fal akustycznych, ich bieg *bez* ugięcia, jest wyjątkowem i rzadkiem zjawiskiem, nieznanem z codziennych spostrzeżeń. Wiemy istotnie, że głos z łatwością okrąży przeszkody, które mogłyby zatrzymać go w biegu; w elementarnej akustyce nieznanne są cienie. Ale i to także twierdzenie jest słuszne tylko w pewnych przypadkach i jest tylko przybliżenie prawdziwe. Ciała zastaniają od fal głosowych, jeżeli są dostatecznie rozległe. Możemy przekonać się o tem, posługując się bardzo ostremi czyli *wysokimi* dźwiękami, które wydaje naprzykład mała gwizdawka (t. zw. wabik) albo drobna piszczałka. W odległości około metra od źródła głosu umieszczamy przyrząd, służący do wykrywania fal; naprzykład telefon, albo słuchawkę (którą łączy z uchem rura kauczukowa), albo płomyk, wrażliwy na fale głosowe; płomyk taki otrzymujemy, zapalając gaz oświetlający, który wypływa z bardzo drobnego otworu, pod znacznem ciśnieniem. Pomiędzy źródłem a badawczym (wywiadowczym) przyrządem umieszczamy krążek szklany, średnicy kilkudziesięciu centymetrów. Przekonywamy się wówczas bez trudu, że krążek w samej rzeczy rzuca *cień* akustyczny, że *promienie* głosowe przebiegają prostolinjowo. Fale głosowe uginają się zatem, podobnie jak inne rodzaje falowań, według praw, w zasadzie tych samych. Tak odkrywamy w nauce podobieństwo zjawisk albo ich jedność, gdzie powierzchowna obserwacja nie dostrzega żadnej spójni i zgody lub dopatruje się pozornej sprzeczności.

### § 69. Zasada Huygensa.

Przypuśćmy, że po powierzchni wody biegną fale kołowe. Wstrząśnienie, które w źródle  $O$  (rys. 92) w chwili  $t = 0$  wytworzone zostało, w chwili późniejszej  $t$  znajduje się na obwodzie koła  $M_1 M_2 M_3 M_4$ . Cząstka  $M_1$  jest w ruchu w chwili  $t$ , staje się zatem źródłem nowych fal; podobnie jak źródło  $O$ , cząstka  $M_1$  budzi w swem otoczeniu fale kołowe, fale wtórne albo *pochodne*. W tej samej chwili  $t$  cząstka  $M_2$  również jest w ruchu i budzi także fale kołowe pochodne; to samo powiemy o cząstkach  $M_3$ ,  $M_4$  i t. d. Jak widzimy, fal pochodnych szerzy się mnóstwo; energia pierwotnej rozdziela się na wszystkie pochodne, które zatem są słabsze aniżeli pierwotna.

Fale, uciekające od punktów  $M_1$ ,  $M_2$ , ... pochodzą od fali pierwotnej, która w źródle  $O$  miała początek; dlatego te fale nazywaliśmy dotychczas *pochodnemi* falami. Ale pochodząc od fali pierwotnej, składają się one na falę dalszą, późniejszą; z tego

względu możemy je również nazywać *składowymi* falami. Istotnie, zaburzenie, w  $O$  wytworzone, nie działa już bezpośrednio w chwili  $t$ ; w tej chwili wywiera ono wpływ tylko pośredni; wszystko, co stanie się w jeszcze późniejszej chwili  $t'$ , zależy wyłącznie od ruchu, odbywającego się w chwili  $t$ . Falowanie w chwili  $t'$  jest

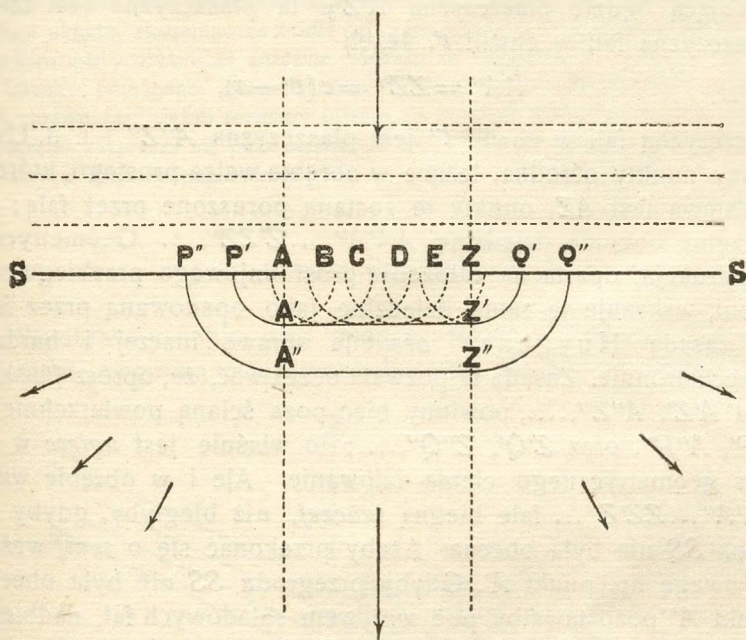


Rys. 92.

wypadkowym wynikiem wszystkich fal, które wybiegły z  $M_1, M_2,$  i t. d. w chwili  $t$ ; tworzy się przez ich superpozycję i interferencję. Oznaczmy przez  $c$  prędkość posuwania się fal po powierzchni wody. Powiadamy, iż obwód fali wypadkowej w chwili  $t'$  wynika z przecinania się ze sobą nieskończonego mnóstwa kół, których środki leżą w  $M_1, M_2, \dots$  i których promienie wynoszą  $c(t' - t)$ ; jest więc (jak w geometrii mówimy) krzywą *owijającą* wszystkich tych kół. Naprzykład na rys. 92-im obwód fali wypadkowej w chwili  $t'$  jest kołem  $N_1N_2N_3N_4 \dots$

Mówiliśmy dotychczas o rozchodzeniu się fal kołowych po powierzchni wody; możemy rozumować podobnie w przypadku, gdy w przestrzeni biegają jakiegokolwiek fale, płaskie albo ku-

liste. Dochodzimy zawsze do następującego twierdzenia, które zawdzięczamy wielkiemu holenderskiemu uczonemu Chrystjanowi Huygensovi (1629—1695): *powierzchnia fali jest w każdej chwili owijającą powierzchni fal (pochodnych albo składowych), które w chwili wcześniejszej wybiegły z punktów, nawiedzonych przez falę.*



Rys. 93.

Przypuszczaliśmy w powyższym wywodzie, że fale toczą się po nieograniczonej powierzchni, albo pędzą bez przeszkód w niezmierzonej, swobodnej przestrzeni. Załóżmy teraz, że w biegu swym fale uderzają o zapory albo przegrody, około których albo pomiędzy którymi muszą podążać. Dla przykładu powróćmy jeszcze raz do przypadku, którym zajmowaliśmy się w artykule poprzednim. Przypuśćmy, że z niezmiernie odległego źródła przybiega fala płaska; na swej drodze znajduje ona ścianę nieprzenikliwą SS (rys. 93), równoległą do płaskich czoł fali; w tej ścianie wycięty jest otwór AZ. Pomiedzy punktami A i Z mieszczą się rozmaite punkty ośrodka, np. B, C, D i t. d.; punkty te zostają wstrząśnięte przez falę w tej samej chwili  $t$ , w której A i Z zostały trafione. Z punktów A, B, ... Z wybie-

gają zatem w chwili  $t$  fale pochodne (albo składowe) kuliste; w późniejszej chwili  $t'$  każda z tych fal rozpościerać się będzie na powierzchni kulistej o promieniu  $c(t'-t)$ . Zbudujemy owijającą wszystkich tych kulistych powierzchni; jeżeli

$$1. \quad AA' = ZZ' = c(t' - t),$$

owijającą będzie płaszczyzna  $A'Z'$ ; ta płaszczyzna jest zatem płaszczyzną fali w chwili  $t'$ . Jeżeli

$$2. \quad AA'' = ZZ'' = c(t'' - t),$$

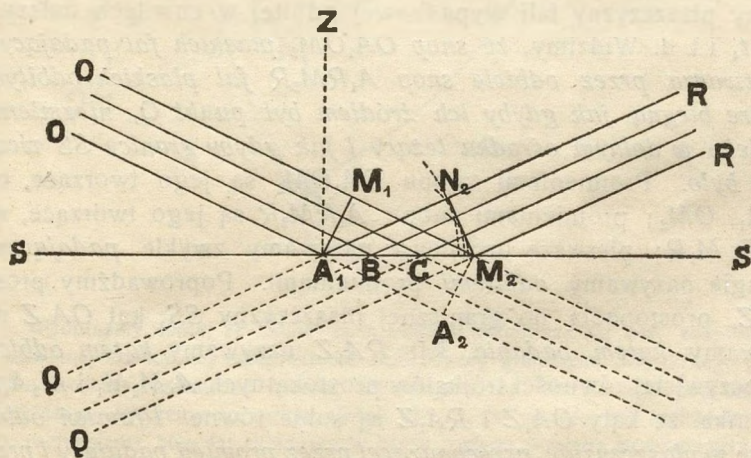
płaszczyzną fali w chwili  $t''$  jest płaszczyzna  $A''Z''$  i t. d. Uważajmy punkty ośrodka, leżące w obrębie walca prostego, którego podstawą jest  $AZ$ ; punkty te zostaną poruszone przez falę; zaburzenie obejmie dziedzinę  $AA'A'' \dots Z'ZZ'' \dots$ . Geometryczna konstrukcja, oparta na założeniu prostoliniowego przebiegu promieni, wskazuje tę samą dziedzinę jako opanowaną przez falę; ale zasada Huygensa oświeśla sprawę inaczej i bardziej wszechstronnie. Zasada ta pozwala oczekiwać, że, oprócz płaskich czół  $A'Z'$ ,  $A''Z''$ , ..., powinny biec poza ścianą powierzchnie fal  $A'P'$ ,  $A''P''$ , oraz  $Z'Q'$ ,  $Z''Q''$ , ...; to właśnie jest *ugięte* w zakres geometrycznego cienia falowanie. Ale i w obrębie walca  $AA'A'' \dots ZZ'Z'' \dots$  fale będą *inaczej*, niż biegłyby, gdyby zasłona  $SS$  nie była obecna: Ażeby przekonać się o tem, weźmy na uwagę np. punkt  $A'$ . Gdyby przegroda  $SS$  nie była obecna, punkt  $A'$  pozostawałby pod wpływem składowych fal, nadbiegających z  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ... ale również z  $P'$ ,  $P''$  i t. d. Jeżeli ściana  $SS$  istnieje, zasłania ona, od padającej fali pierwotnej, punkty  $P'$ ,  $P''$ ..., leżące na jej odwróconej od tej fali powierzchni; punkty te nie przyczyniają się wówczas do zaburzenia, które w  $A'$  się wytwarza.

W teorii zjawisk falistych zasada Huygensa ma pierwszorzędną doniosłość; ale w uproszczonej postaci, w której podał ją ten uczony, nie daje odpowiedzi na ważne pytania. Ażeby nasze twierdzenie wyjaśnić przykładem, zwróćmy uwagę na rys. 92. Fale składowe, wychodzące z  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ , ..., są zgromadzone najgęściej w bezpośrednim sąsiedztwie owijającej  $N_1N_2N_3$ ; ale i w innych punktach, położonych pomiędzy  $MM$  a  $NN$ , fale składowe płaczą i krzyżują się w chwili  $t'$ , niema jednak tam w owej chwili fali wypadkowej. Inny przykład: gdybyśmy polegali na uproszczonej postaci zasady, powinniśmy oczekiwać, że wytworzy się nie tylko fala  $NN$  naprzód dążąca, lecz również i  $LL$  (rys. 92), cofająca się wstecz. Niedostatki i niedomówienia pierwotnej postaci zasady Huygensa poprawili Augustyn Fresnel (1788—1827) oraz Gustaw Kirchoff (1824—1887); ale przedmiot ten wykracza znacznie poza zakres niniejszego wykładu. Powracając jeszcze raz do zjawiska, które wyo-

braza rys. 93, zadowolnijmy się uwagą, że fale składowe, idące od  $A, B, C, \dots$  dobiegają np. do  $A'$  w fazach niejednakowych; jasną zatem jest rzeczą, że niektóre z pomiędzy tych fal mogą się wzmacniać, że inne mogą osłabiać się wzajemnie. Według wzoru (3) § 63-go faza zaburzenia zależy od stosunku przebytej drogi  $z$  do długości  $\lambda$ ; przebieg zjawiska poza otworem  $AZ$  musi zatem zależeć od stosunku rozmiarów tego otworu do długości fali, tudzież od konfiguracji układu, złożonego ze źródła fal, z przegrody i z odbierającej fale tablicy. Jeżeli rozmiary otworu są znacznie większe od długości fali, zjawiska uginania są zawsze podrzędne; geometryczna konstrukcja prostych promieni wówczas jest uprawniona. Jeżeli rozmiary otworu są znacznie mniejsze od długości fali, zaburzenie rozprasza się poza ścianą we wszystkich kierunkach, jak o tem mówiliśmy w artykule poprzednim.

### § 70. Prawa odbijania się fal.

Wyobraźmy sobie dwa ośrodki, górny i dolny, oddzielone od siebie poziomą płaszczyzną  $SS$  (rys. 94). Górny ośrodek jest



Rys. 94.

jednolity i izotropowy; od granicy  $SS$  ciągnie się do nieskończoności; fale bez przeszkody biegną w tym górnym ośrodku, natomiast do dolnego zgoła nie przenikają.  $Z$  niezmiernie odległego źródła, przez górny ośrodek, biegnie ku granicy  $SS$  snop  $OA_1OM_2$  fal płaskich; dla skrótca nazywamy je *padającymi* falami. Gdyby dolny ośrodek nie różnił się niczem od górnego, gdyby zatem granica  $SS$  nie istniała, snop fal padających biegłby wdal bez przeszkody i zmiany; płaszczyzną fali w tym snopie

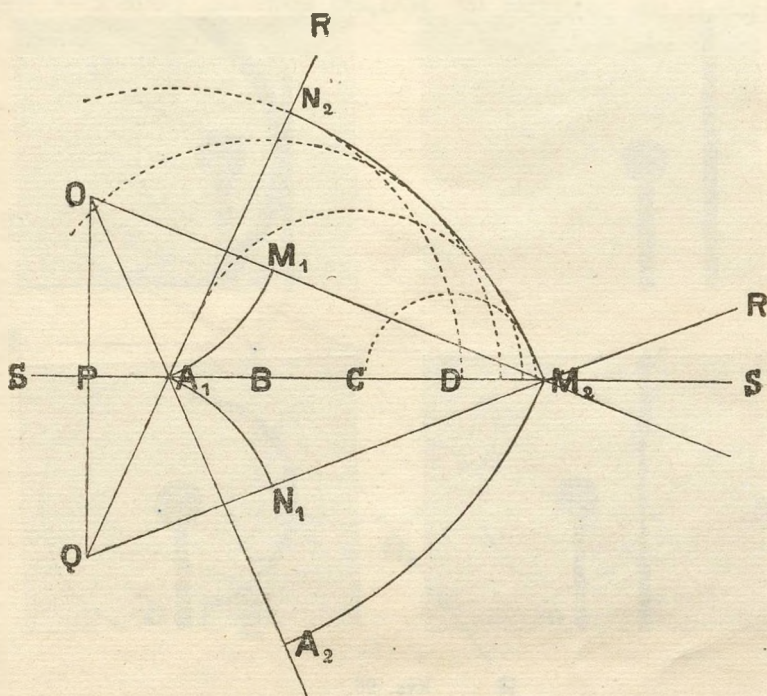


byłaby  $A_1M_1$  w chwili  $t_1$ ,  $A_2M_2$  w chwili  $t_2$  i t. d. Ale fale nie przenikają do dolnego ośrodka, nie mogą zatem przekraczać granicy  $SS$ . Każdy punkt tej granicy, skoro zostanie wstrząśnięty przez falę, staje się źródłem fali pochodnej, która będzie z kolei składową fali wypadkowej późniejszej. Punkt  $A_1$  zostaje wstrząśnięty w chwili  $t_1$ , punkt  $M_2$  w chwili  $t_2$ . Wysłana w chwili  $t_1$  przez  $A_1$  fala składowa rozpościera się w chwili  $t_2$  po powierzchni kuli o promieniu  $A_1N_2 = A_1A_2$ ; wysłana w chwili  $t_2$  przez  $M_2$  fala składowa w tejże chwili  $t_2$  zamyka się jeszcze cała w punkcie  $M_2$ . Pomiedzy  $A_1$  a  $M_2$  leżą rozmaite punkty graniczne  $B$ ,  $C$  i t. d. W rozmaitych, pomiedzy  $t_1$  a  $t_2$  przypadających chwilach punkty  $B$ ,  $C$ , ... wysyłają fale składowe, które w chwili  $t_2$  obejmują powierzchnie kuliste różnych promieni, o długości zawartej między  $A_1N_2$  a zerem; owijającą wszystkich tych powierzchni kulistych jest płaszczyzna  $M_2N_2$ , która zatem w chwili  $t_2$  jest płaszczyzną fali wypadkowej odbitej. Zupełnie podobnie znajdujemy płaszczyzny fali wypadkowej odbitej w chwilach dalszych  $t_3$ ,  $t_4$  i t. d. Widzimy, że *snop  $OA_1OM_2$  płaskich fal padających wytwarza przez odbicie snop  $A_1RM_2R$  fal płaskich odbitych, które biegną, jak gdyby ich źródłem był punkt  $Q$ , niezmiernie daleko w dolnym ośrodku leżący i jak gdyby granicy  $SS$  wcale nie było.* Promieniami snopu  $OA_1OM_2$  są jego tworzące, np.  $OA_1$ ,  $OM_2$ ; promieniami snopu  $A_1RM_2R$  są jego tworzące, np.  $A_1R$ ,  $M_2R$ ; pierwsze promienie nazywamy zwykle *padającymi*, drugie nazywamy *odbitemi* promieniami. Poprowadźmy prostą  $A_1Z$ , prostopadłą do granicznej płaszczyzny  $SS$ ; kąt  $OA_1Z$  nazywamy *kątem padania*, kąt  $RA_1Z$  nazywamy *kątem odbicia*. Z oczywistej równości trójkątów prostokątnych  $A_1M_2M_1$  i  $M_2A_1N_2$  wynika, że kąty  $OA_1Z$  i  $RA_1Z$  są sobie równe. *Promień odbity leży w płaszczyźnie, przechodzącej przez promień padający i przez prostą, prostopadłą do granicy zetknięcia ośrodków w miejscu odbicia; kąt odbicia jest równy kątowi padania.*

Z zasady Huygensa wyprowadziliśmy powszechnie znaną, geometryczną postać prawa odbijania się *fal*; wypowiedziliśmy ją jako prawo odbijania się *promieni*, a nawet jako prawo odbijania się jednego, pojedynczego *promienia*. Widzieliśmy jednak w artykułach poprzednich, że promienie są jedynie narzędziem rozumowania; są fikcją, w niektórych przypadkach dogodną, w innych niebezpieczną i być może szkodliwą, jak o tem uczą zjawiska dyfrakcji. Do słownie pojęte, prawo odbicia promienia jest nie tylko fikcyjne lecz nieprawdziwe, albowiem *jednego* promienia odosobnić nie można.

Uczyńmy tu jeszcze następującą uwagę. Padające w snopie  $OA_1OM_2$  fale

są płaskie aż do czoła  $A_1M_1$ ; odbite w snopie  $A_1RM_2R$  fale są płaskie poczynając od czoła  $M_2N_2$ ; zaburzenia, zawartego pomiędzy  $A_1M_1$  a  $M_2N_2$ , nie możemy uznać za falę płaską.

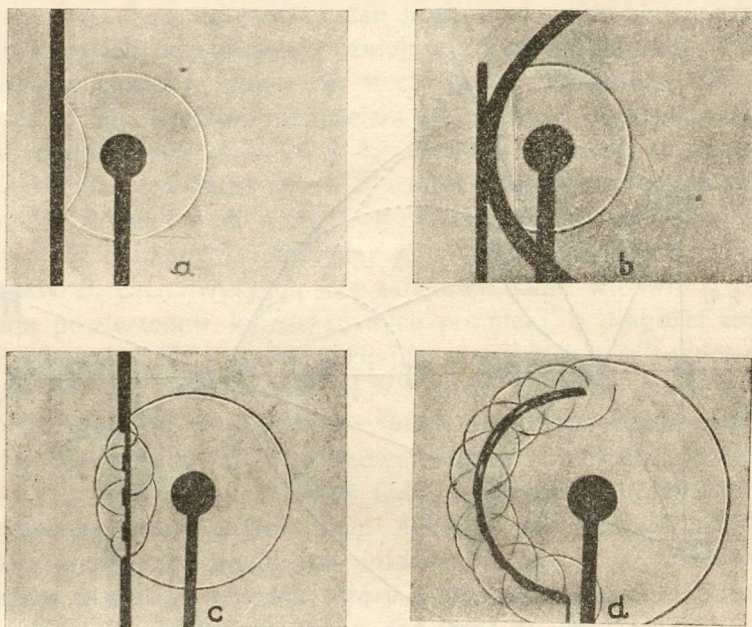


Rys. 95.

Wyobraźmy sobie, że źródło  $O$ , z którego rozchodzą się fale, znajduje się w dowolnej skończonej odległości od płaszczyzny granicznej  $SS$ ; do tego przypadku możemy zastosować sposób rozumowania, ze wszech miar podobny do powyższego. Bierzemy na uwagę stożek  $OA_1M_2$  fal padających kulistych (rys. 95); roztrząsamy bieg fal składowych, które zostaną wystane przez punkty graniczne  $A_1, B, C, \dots, M_2$ , skoro tylko fala padająca dotknie tych punktów. Przekonywamy się, że owijającą powierzchnię kulistych, do których docierają wspomniane fale składowe, jest w pewnej chwili powierzchnia kulista  $M_2N_2$ , która zatem w uważanej chwili jest powierzchnią fali wypadkowej odbitej. Prowadzimy prostą  $OPQ$ , prostopadłą do płaszczyzny  $SS$ ; odcinamy na niej  $PQ = PO$ ; otrzymujemy punkt  $Q$ , który nazywa się obrazem źródła  $O$ , powstającym przez odbicie od granicy  $SS$ . Przypuśćmy, że stożki  $OA_1M_2$  oraz  $QN_2M_2$  są wzajemnie symetryczne względem płaszczyzny  $SS$ ; przekonywamy się, że fale odbite kuliste, zawarte w stożku  $QN_2M_2$ , zachowują się tak, jak gdyby ich źródłem był obraz  $Q$  rzeczywistego źródła  $O$  fal i jak gdyby granicy  $SS$  wcale nie było.

Uderzającą ilustracją zasady Huygensa, oraz wynikających z niej praw rozchodzenia i odbijania się fal, są obrazy, otrzymane przez pp. Foley i Sou-

der, które przytaczamy na rys. 96-ym. Są to zdjęcia momentalne fal głosowych (§ 67), bądź przepuszczonych przez otwory w ścianach, bądź też odbitych od ścian, czyli zwierciadeł. Na rys. 96 (a) ściana odbijająca jest pełna i płaska;



Rys. 96.

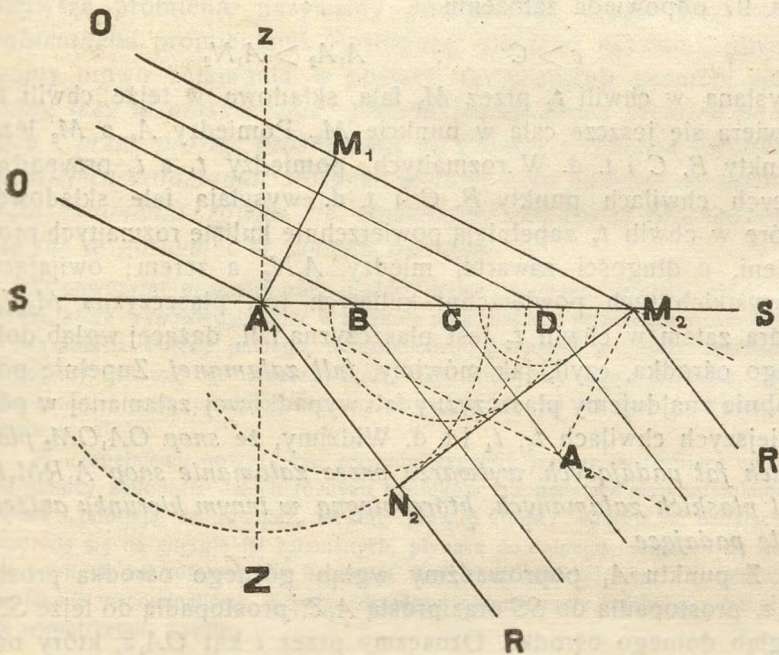
obiedwie fale, padająca i odbita, są kuliste; widzimy, jak sprawdza się prawo odbicia. Na rys. 96 (b) zwierciadło jest paraboliczne; fala padająca kulista wytwarza falę płaską odbitą. Na rys. 96 (c) i (d) ściana jest zaopatrzona w drobne szczeliny; widzimy wykształcanie się fali przepuszczonej i fali odbitej.

### § 71. Prawa załamania się fal.

Wyobraźmy sobie jeszcze raz dwa ośrodki, górny i dolny, oddzielone od siebie płaszczyzną poziomą  $SS$  (rys. 97). Obadwa ośrodki są jednolite i izotropowe i od granicy  $SS$  rozciągają się do nieskończoności; w obu ośrodkach fale mogą bez przeszkody we wszystkich kierunkach podążać; ale prędkości, z jakimi w nich biegną, są *różne*. Przypuśćmy, że fale posuwają się z prędkością  $c$  w górnym ośrodku, w dolnym zaś szerzą się z prędkością  $C$ . Przekonamy się nieraz w dalszym ciągu wy-

kładu, że takie różnice prędkości rozchodzenia się fal rzeczywiście istnieją.

Z niezmiernie odległego źródła, przez górny ośrodek, biegnie ku granicy  $SS$  snop  $OA_1OM_2$  fal płaskich; dla skrócenia



Rys. 97.

nazywamy je *padającymi* falami. Gdyby dolny ośrodek nie różnił się niczem od górnego, snop fal padających biegłby w dół bez przeszkody i zmiany; płaszczyzną fali w tym snopie byłaby  $A_1M_1$  w chwili  $t_1$ ,  $A_2M_2$  w chwili  $t_2$  i t. d.; mielibyśmy oczywiście

$$1. \quad A_1A_2 = c(t_2 - t_1).$$

Ale ośrodek dolny różni się od górnego. Każdy punkt dolnego ośrodka, skoro zostanie poruszony przez falę, wysyła falę pochodną, która będzie z kolei składową fali wypadkowej późniejszej; te fale pochodne albo składowe, szerząc się w dolnym ośrodku, postępują naprzód z prędkością  $C$ . Punkt  $A_1$  zostaje poruszony w chwili  $t_1$ , punkt  $M_2$  w chwili  $t_2$ . Wystana w chwili

$t_1$  przez  $A_1$ , fala składowa rozpościera się w chwili  $t_2$  po powierzchni kuli o promieniu

$$2. \quad A_1 N_2 = C(t_2 - t_1).$$

Ponieważ  $c$  jest różna od  $C$ , zatem  $A_1 A_2$  jest różna od  $A_1 N_2$ ; rys. 97 odpowiada założeniu

$$3. \quad c > C \quad ; \quad A_1 A_2 > A_1 N_2$$

Wysłana w chwili  $t_2$  przez  $M_2$  fala składowa w tejże chwili  $t_2$  zawiera się jeszcze cała w punkcie  $M_2$ . Pomiedzy  $A_1$  a  $M_2$  leżą punkty  $B$ ,  $C$  i t. d. W rozmaitych, pomiedzy  $t_1$  a  $t_2$  przypadających chwilach punkty  $B$ ,  $C$  i t. d. wysyłają fale składowe, które w chwili  $t_2$  zapełniają powierzchnie kuliste rozmaitych promieni, o długości zawartej między  $A_1 N_2$  a zerem; owijającą wszystkich tych powierzchni kulistych jest płaszczyzna  $M_2 N_2$ , która zatem w chwili  $t_2$  jest płaszczyzną fali, dążącą wgłęb dolnego ośrodka, czyli, jak mówimy, *fali załamanej*. Zupełnie podobnie znajdujemy płaszczyzny fali wypadkowej załamanej w późniejszych chwilach  $t_3$ ,  $t_4$  i t. d. Widzimy, że *snop  $OA_1 OM_2$  płaskich fal padających wytwarza przez załamanie snop  $A_1 RM_2 R$  fal płaskich załamanych, które biegną w innym kierunku aniżeli fale padające.*

Z punktu  $A_1$  poprowadźmy wgłęb górnego ośrodka prostą  $A_1 z$ , prostopadłą do  $SS$  oraz prostą  $A_1 Z$ , prostopadłą do tejże  $SS$ , wgłęb dolnego ośrodka. Oznaczmy przez  $i$  kąt  $OA_1 z$ , który nazywamy *kątem padania*; oznaczmy przez  $r$  kąt  $RA_1 Z$ , który nazywamy *kątem załamania*. Mamy

$$4. \quad i = OA_1 z = A_1 M_2 A_2 \quad ; \quad r = RA_1 Z = A_1 M_2 N_2;$$

dlatego też mamy

$$5. \quad A_1 A_2 = A_1 M_2 \sin i \quad ; \quad A_1 N_2 = A_1 M_2 \sin r.$$

Z równań (1), (2) oraz (5) wyprowadzamy równanie

$$6. \quad \sin i : \sin r = c : C,$$

które łączy ze sobą dwa zmienne kąty  $i$ ,  $r$ ; albowiem stosunek ich wstaw, jako równy wielkości stałej  $c/C$ , jest stały. Stały stosunek  $\sin i / \sin r$  nazywamy *spółczynnikiem załamania fal* w ich przenikaniu z górnego do dolnego ośrodka.

Twierdzenie (6) jest słynnym prawem załamania się fal, które w r. 1637 ogłosił wielki myśliciel francuski René du Perron Descartes, z łacińskiego zwany Kartezjuszem (1596—1650); nieco wcześniej odkrył je był holender-

ski uczony Willebrord Snell z Lejdy. Rozumowanie powyższe, które zawdzięczamy Huygensowi, wykazuje, że prawo Snella i Kartezjusza jest prostem następstwem pięknej i płodnej zasady § 69-go.

Promieniami snopu  $OA_1OM_2$  są jego tworzące, np.  $OA_1, OM_2$ ; promieniami snopu  $A_1RM_2R$  są jego tworzące, np.  $A_1R, M_2R$ ; pierwsze promienie nazywamy *padającymi*, drugie nazywamy *załamanymi* promieniami. Posługując się temi nazwami, powtarzamy prawo załamania w postaci następującej: *promień załamany leży w płaszczyźnie, przechodzącej przez promień padający i przez prostą, prostopadłą do granicy zetknięcia ośrodków w miejscu załamania; stosunek wstawy kąta padania do wstawy kąta załamania równa się stosunkowi prędkości rozchodzenia się fal w górnym i w dolnym ośrodku.*

O powyższej geometrycznej postaci prawa załamania musimy powtórzyć uwagi, które wypowiedzieliśmy w artykule poprzednim o podobnem wystąpieniu prawa odbicia. Pojęcie jednego, odosobnionego promienia jest tylko abstrakcją; gdybyśmy usiłovali go urzeczywistnić, napotkalibyśmy nowe zjawiska, zgoła odmienne od powyżej wyłożonego załamania się fal na granicy dwóch różnych ośrodków.

W uzupełnieniu powyższego wywodu czynimy jeszcze następującą uwagę. Na granicy zetknięcia dwóch różnych ośrodków fale padające nietylko załamują się ale i odbijają się również, według praw § 70-go; energja fal padających rozdziela się na energję fal załamanych, płynącą do dolnego ośrodka i na energję odbitych fal, cofającą się napowrót w głąb ośrodka górnego. O odbijaniu się fal nie wspominaliśmy w poprzedzającym rozumowaniu, ażeby ono nie stało się niepotrzebnie zawile.

## ROZDZIAŁ SZÓSTY.

### Zasady akustyki.

#### § 72. Źródła głosu; rozchodzenie się głosu.

Spostrzeżenia codzienne prowadzą nas do tworzenia pojęć, nieodczuwanych w myśleniu; lecz te pojęcia bywają nieraz chwiejne i mgliste, wówczas zaś nazwy, które im nadajemy, są zwykle niejasne, nieściśle. Nasza mowa potoczna jest pełna wyrażen, których używamy w rozmaitych znaczeniach. Naprzykład przez wyraz *głos* rozumiemy bądź *wrażenie zmysłowe*, którego dzięki usługom zmysłu słuchu doznawać możemy, bądź też dziejące się poza nami *zaburzenie*, które jest źródłem owego wrażenia. Badaniem naszych wrażeń zajmuje się psychologia wraz z fizjologją; nauce zaś fizyki przypada w udziale poznanie przebiegu zjawisk głosowych w świecie zewnętrznym i sprowadzenie tego przebiegu do praw, rządzących wogóle wydarzeniami natury. Dział fizyki, poświęcony temu zadaniu, nazywamy *akustyką*.

Zaburzenia, wywołujące w nas wrażenia głosowe, są zawsze sprawiane przez pewne *ciała drgające*; przekonywamy się o tem codziennie. Słyszymy głos, gdy ciała wprowadzamy w drgania jakimkolwiek sposobem; gdy naprzykład młoteczką trącamy brzeg kieliszka, dzwonka lub widełek strojowych, gdy smyczkiem przeciągamy po strunie napiętej lub po obwodzie płyty (metalowej lub szklanej) uchwyconej w pośrodku. Gdy dźwięczy, struna wydaje się grubsza; podrzuca wówczas papierowe koniki, które umieściliśmy na niej. Jeżeli wydaje głos, płyta żywo porusza piasek, którym ją posypaliśmy. Dopóki dzwoni, kieliszek lub dzwonek wprawia perjodycznie w ruch wahadełko, którego może dosięgać.

Ruch drgającego ciała tylko wówczas wytwarza w nas wrażenia głosowe, gdy pomiędzy tem ciałem a naszym narządami słuchowym rozciąga się, jeśli tak wolno powiedzieć, *pomost ma-*

terjalny t. j. materjalny ośrodek albo szereg ośrodków, który roznosi zaburzenie i donosi je do nas. Takim ośrodkiem bywa zazwyczaj atmosferyczne powietrze; ale każde inne ciało gazowe, każde ciało stałe lub ciekłe może również być materjalnym ośrodkiem rozchodzenia się głosu.

Następujące doświadczenie wykonał po raz pierwszy Otto v. Guericke. Pod dzwonem pompy pneumatycznej zawieszamy na nici dzwonek nieprzerwanie dzwoniący; w miarę rozrzedzania powietrza słyszymy głos coraz słabiej a wreszcie przestajemy go słyszeć, chociaż widzimy ruch dzwonka. Gdy wpuścimy do dzwonu bezwodnik węglowy lub inny gaz, od powietrza odmienny, słyszymy znów głos zupełnie wyraźnie.

Zanurzywszy się w wodzie, słyszymy wybornie głosy, powstające w samej wodzie; biegnący w powietrzu głos odbija się po części od powierzchni wody, dlatego cudza rozmowa wydaje nam się wówczas przyciszona. Przez mury budynków, w których istnieje ogrzewanie centralne, przebiegają rury żelazne, roznoszące parę lub wodę gorącą; stuknięcie o rury, np. w piwnicy, rozlega się głośno, nawet na wyższym którembądź piętrze. Cichy chód zegarka, umieszczonego na końcu długiej belki drewnianej, odróżniamy wyraźnie, przyłożywszy ucho do drugiego jej końca. Daleki tętent konia lub łoskot pędzącego pociągu słyszymy z łatwością, jeśli uchem dotykamy ziemi.

W próżni głos nie rozchodzi się wcale; w pustem przestworzu zalega cisza zupełna. Próżne lub niemal próżne otchłanie przestrzenne, dzielące nas od księżycy i planet, od słońca i gwiazd, odgradzają nas od tych światów zaporą nieprzebytą dla głosu.

### § 73. O falach głosowych.

Wyobraźmy sobie dzwon, który drga, otoczony powietrzem. Podczas drgań dzwon naprzemian pęcznieje i kurczy się, zewnętrzna powierzchnia jego poboczniczy posuwa się naprzemian naprzód i wstecz. Gdy posuwa się naprzód, uciska najbliższą warstwę powietrza, która, stłoczona, działa podobnie na warstwę następną. Ściana boczna dzwonu poczyna tymczasem się cofać, rozrzedza więc przylegającą warstwę powietrza, która wywiera to samo działanie na warstwę następną. Od dzwonu biegnie pasmo kolejnych zagęszczeń oraz rozrzedzeń, które udzielają się coraz dalszym warstwom powietrza. Z poprzedzającego rozdziału znamy falę *podłużną*, która wytwarza się wówczas w powietrzu (§ 56); łatwo zatem nasuwa nam się przypuszczenie, że rozchodzenie się głosu polega na biegu fal podłużnych przez materjalne ośrodki. Nabędziemy niebawem pewności, że to przypuszczenie jest uzasadnione. Zobaczymy, że głos przebiega ośrodki dokładnie tak samo, jak fala podłużna; że może się naprzykład załamywać,



odbijać, interferować, uginać; co najważniejsza, że podąża naprzód z tą samą prędkością, jaką w ośrodku ma fala podłużna. Towarzyszące naszym głosowym wrażeniom zaburzenie zewnętrzne jest zatem falą podłużną; z tego powodu nazywamy je często *falą głosową*.

Fale biegną w materialnym ośrodku dzięki oddziaływaniom sprężystym, które budzą się w nim pod wpływem odkształceń; możemy powiedzieć, że wynikają ze sprężystych własności lub zdolności ośrodka. Ośrodek sprężysty ma dwie główne zdolności: *ściśliwość* i *szttywność* (§§ 29 i 30). Jak widzieliśmy na przykładzie fali skręceń, biegnącej w modelu Kelvina (§ 55), fale *poprzeczne* wynikają wyłącznie ze sztywności ośrodka; ponieważ tylko ciała stałe są obdarzone sztywnością, zatem fale poprzeczne mogą się tworzyć i szerzyć tylko w stałych ośrodkach. Fale *podłużne*, przeciwnie, mogą się wykształcać i biec zarówno w ciałach stałych jak płynnych. Fala podłużna, która rozchodzi się w *stałym* ośrodku, wynika jednocześnie z jego sztywności i ściśliwości; jest więc zjawiskiem zawilszem niż fala poprzeczna, podobnie jak wydłużanie drutu jest zjawiskiem zawilszem aniżeli skręcanie (§ 28). *Płyny* nie mają sztywności; jeżeli zatem fala podłużna roznosi się w płynie, wynika wyłącznie ze ściśliwości płynu; fale głosowe biegną naprzykład w powietrzu lub w wodzie jedynie dzięki ściśliwości tych płynów; mając to na uwadze, możemy zrozumieć, dlaczego prędkość posuwania się fali głosowej w płynnym ośrodku zależy bezpośrednio od modułu  $k$  jego ściśliwości (§§ 29 i 50).

Prawo tej zależności odkrył Newton. Oznaczmy przez  $D$  gęstość płynu, w którym rozchodzi się fala podłużna; przez  $c$  rozumiejmy t. zw. *prędkość fali*, czyli dokładniej, jak w § 62-im: prędkość posuwania się *fazy* w tej fali. W drugiej księdze nieśmiertelnego dzieła *Principia* Newtona znajdujemy twierdzenie, które, przy pomocy powyższych oznaczeń, wyraża się wzorem

$$1. \quad c^2 D = k$$

To proste i ważne twierdzenie wyznacza prędkość fali podłużnej, biegnącej w płynnym ośrodku.

#### § 74. Prędkość rozchodzenia się głosu w powietrzu.

*Fulgorem quoque cernimus ante quam tonitrum accipimus,* powiada Lukrecjusz; dostrzegamy wcześniej błyskawicę ani-

zeli słyszymy grzmot. Prędkość rozchodzenia się światła jest zatem bezporównania większa niż prędkość rozchodzenia się głosu. Na zasadzie tego założenia polega prosta metoda mierzenia prędkości głosu w powietrzu. Przypuśćmy, że, znajdując się w odległości  $l$  od wylotu armaty, mierzymy odstęp  $t$  czasu, który upływa pomiędzy dostrzeżeniem błysku wystrzału a usłyszeniem towarzyszącego mu huk. Zaniedbując czas bardzo krótki, którego potrzebuje światło, ażeby przebyć odległość  $l$ , powiadamy, że prędkość roznoszenia się głosu w powietrzu jest równa stosunkowi  $l/t$ .

Jeżeli naprzykład w odległości  $l = 1656\cdot5$  m dostrzegamy, że odstęp czasu  $t$  był  $= 5$  sek, powiadamy: w warunkach doświadczenia prędkość głosu w powietrzu wynosiła  $331\cdot3$  m/sek. Zobaczymy w późniejszym rozdziale, że do przebycia odległości  $1656\cdot5$  m światłu potrzeba około  $5\cdot5$  milionowych części sekundy; błąd, pochodzący z zaniedbania tego czasu, jest bardzo nieznaczny.

Pomiary prędkości głosu w powietrzu były czynione wiele razy, poczynając od połowy XVII-go stulecia, gdy po raz pierwszy usiłował ich dokonać O. Mer-senne. Dzięki nowoczesnym badaniom znamy dzisiaj prędkość rozchodzenia się głosu w powietrzu dokładnie; wiemy, jak ona zależy od temperatury i od ciśnienia powietrza. Wyniki tych badań możemy streścić krótko jak następuje.

(I) Prędkość  $c$  rozchodzenia się głosu w suchym powietrzu, w temperaturze  $0^{\circ}\text{C}$ , pod normalnem ciśnieniem 1 atmosfery, wynosi  $331\cdot3$  m/sek.

(II) Gdy temperatura powietrza pozostaje niezmienna, prędkość  $c$  zależy nieznacznie od ciśnienia; według pomiarów A. Witkowskiego, prędkość ta, na przykład w  $0^{\circ}\text{C}$ , jest w powietrzu następująca:

ciśn.:	1	20	40	60 atm.
$c =$	331·3	330·9	332·9	337·3 m/sek

(III) Gdy ciśnienie powietrza pozostaje niezmiennie, temperatura zaś podnosi się, prędkość  $c$  wzrasta; widzimy to na przykład z wartości następujących, które odpowiadają ciśnieniu 1 atmosfery:

temp.:	$-20^{\circ}\text{C}$	$0^{\circ}\text{C}$	$+20^{\circ}\text{C}$	$+100^{\circ}\text{C}$
$c =$	318·9	331·3	343·2	386·5 m/sek

Newton przypuszczał, że zgęszczenia i rozrzedzenia, które towarzyszą przebiegowi fali głosowej w powietrzu, stosują się do prawa Boyle'a; założenie, które, jak wiemy z § 51-go, może być tylko w takim razie prawdziwe, jeżeli podczas przejścia fali powietrze zachowuje temperaturę stałą. Ażeby sprawdzić hipotezę Newtona, zobaczymy, jakie z niej wynikają następstwa. Znajdźmy przedewszystkiem moduł  $k$  ściśliwości gazu, stosującego się do prawa Boyle'a. Weźmy na uwagę niezmienną ilość gazu, która w pewnej stałej temperaturze zajmuje objętość  $V_0$  pod ciśnieniem  $p_0$  oraz objętość  $V$  pod ciśnieniem  $p$ . Przypuśćmy, że  $V_0$  jest większa niż  $V$  a zatem  $p_0$  mniejsze niż  $p$ . Z prawa Boyle'a (§ 51) łatwo wyprowadzamy

$$1. \quad p - p_0 = p \frac{V_0 - V}{V_0}$$

Stosunek  $(V_0 - V)/V_0$  w niniejszym przypadku jest jednostkowym ściśnięciem, które w §§ 29 i 50 oznaczaliśmy przez  $\theta$ . Porównawszy zatem obecne równanie (1) z przytoczonym w powyższych artykułach prawem Hooke'a (wobec ogromnych  $p$  zaniedbywaliśmy wówczas  $p_0$ ), widzimy, że moduł  $k$  gazu jest równy ciśnieniu  $p$ . Ponieważ  $p$  nie jest stałą lecz zmienną wielkością, zatem powiadamy: gaz, stosujący się do prawa Boyle'a, tylko w pierwszym przybliżeniu, gdy jednostkowe ściśnięcia są bardzo małe, może czynić zadosyć prawu Hooke'a.

Kładziemy teraz  $k = p$  w równaniu (1) § 73-go; wówczas

$$2. \quad c^2 D = p$$

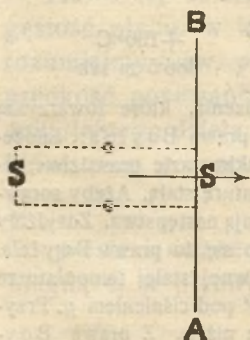
Gdy powietrze znajduje się w  $0^\circ \text{C}$ , pod ciśnieniem jednej atmosfery, mamy według §§ 43 i 44-go:

$$3. \quad D = 0.001293 \text{ gr/cm}^3 \quad ; \quad p = 1013590 \text{ dyn/cm}^2.$$

Wstawiając te wartości do formuły (2), znajdujemy

$$4. \quad c = 279.98 \text{ m/sek,}$$

znacznie *mniej* aniżeli wynosi w powietrzu, w  $0^\circ \text{C}$ , pod ciśnieniem atmosferycznym normalnym, rzeczywista prędkość  $c$  rozchodzenia się głosu. Newton nie umiał wyjaśnić sprzeczności, która, jak widzimy, zachodzi między formułą (2) a doświadczeniem; wytłumaczył ją dopiero Laplace w r. 1816-ym. Warstwa powietrza ogrzewa się, gdy podczas przejścia fali głosowej zostaje ściśnięta; oziębia się, gdy się rozpręża; te zmiany gęstości odbywają się tak szybko i nagle, że powstające różnice temperatury nie mogą nigdy całkowicie zaniknąć. Prawo Boyle'a *nie* stosuje się zatem do rozrzedzeń i zgęszczeń, towarzyszących rozchodzeniu się głosu w powietrzu. Formuła (1) § 73-go jest ogólna i ścisła; ale Newton wstawiał do niej mylnie wartość  $p$  zamiast modułu  $k$ . Poprawiwszy rachunek, Laplace został doprowadzony do innego wzoru, który zgadza się dokładnie z wynikami spostrzeżeń oraz tłumaczy, dlaczego prędkość głosu w powietrzu zależy od temperatury i od ciśnienia, według praw wyżej streszczonych.



Rys. 98.

Wyobraźmy sobie, że fala głosowa biegnie w powietrzu, w kierunku, który na rys. 98-ym wskazuje strzałka; zbudujmy płaszczyznę  $AB$  prostopadłą do tego kierunku; w płaszczyźnie  $AB$  wytnijmy pole  $S$ . Przypuśćmy, że warstwa przylegająca z lewej strony do  $AB$ , doznaje ściśnięcia; przypuśćmy, iż jej cząstki biegną z prędkością  $c$  w kierunku strzałki. Przez pole  $S$  przesuwa się wówczas w czasie  $t$  objętość  $Sct$ ; jeżeli w jednostce objętości gazu zawiera się  $N$  cząstek, tedy iloczyn  $NSct$  jest liczbą cząstek, które w czasie  $t$  przebiegają przez pole  $S$  z lewej strony płaszczyzny na prawą. Każda cząstka przenosi wraz z sobą ilość ruchu  $mc$ ; stosując zatem twierdzenie (1) § 75-go tomu I-go, otrzymujemy

$$5. \quad NSct \cdot mc = pS \cdot t,$$

gdzie  $p$  jest panującym w gazie ciśnieniem. Oznaczając przez  $D$  gęstość gazu, mamy  $Nm = D$ ; z (5) zatem wynika

$$6. \quad c^2 D = p$$

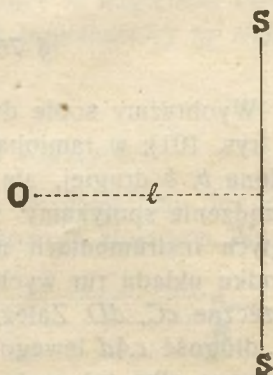
co zgadza się z poprzednią formułą (2., albowiem obecna  $c$  jest oczywiście prędkością rozchodzenia się fali w powietrzu. Gdy warstwa powietrza zostaje ściśnięta, jej temperatura podnosi się; prędkość ruchu cząstek staje się większa; ponieważ nie liczyliśmy się z tą okolicznością, zostaliśmy doprowadzeni do wzoru Newtona.

### § 75. Odbijanie się głosu.

Przypuśćmy, że ośrodek, w którym rozbiega się fala, graniczy z innym ośrodkiem. Wiadomo nam, że fala *odbija się*, dobiegając takiej granicy czyli powierzchni zetknięcia dwóch różnych ośrodków. Roznosząca się naprzykład w atmosferycznym powietrzu fala głosowa odbija się od ścian budynków, od powierzchni wody lub skały, o które uderza; jeżeli biegnie w przecie szklanym albo stalowym, możemy z równą słusnością powiedzieć, że u końca pręta odbija się od powietrza.

*Echem* albo *odgłosem* nazywamy odbijanie się, zwykle od ścian stałych, głosu rozlegającego się w powietrzu; zjawisko to spostrzegamy często w dolinach, otoczonych nagimi skałami, niekiedy także w dużych salach lub wnętrzach budynków przestronnych i pustych.

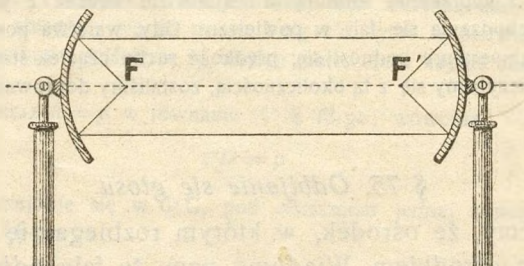
Nasze wrażenia słuchowe zanikają stosunkowo powoli; nawet głos nagły, urwany, który w istocie trwa bardzo krótko, rozciąga się w uchu i (jak mówimy) *przebrzmiewa* przez czas, wynoszący około 0.1 sekundy. Przypuśćmy, że w miejscu  $O$  (rys. 99) powstaje nagle głos krótkotrwały, np. ostre stuknięcie; przypuśćmy, że bardzo blisko miejsca  $O$  znajduje się ucho. Najkrótszą odległość miejsca  $O$  od ściany odbijającej  $SS$  oznaczmy przez  $l$ . Czas  $2l/c$  (gdzie  $c$  jest prędkością głosu w powietrzu) musi być dłuższy niż 0.1 sekundy, ażebyśmy mogli odróżnić głos odbity czyli powracający od głosu padającego czyli pierwotnego; kładąc za  $c$  około 340 m/sek, wnosimy zatem, że, w odległości od ściany, mniejszej niż 17 m. obadwa głosy, wracający i pierwotny, muszą zmieszać i spłynąć się w uchu. Przypuśćmy, że wymawiamy krótką *zglasę* czyli *syllabę*; taki akt trwa conajmniej 0.1 sekundy. Jeżeli ściana odbijająca znajduje się od nas w odległości mniejszej aniżeli 34 m, nie możemy odróżnić odbitej od wymówionej sylaby.



Rys. 99.

Prawa odbijania się fal, wyłożone w § 70-ym, stosują się do zjawisk odbijania się głosu. Ażeby na przykładzie okazać słu-

szność tego twierdzenia, ustawiamy dwa bardzo duże, metalowe, wklęsłe, kuliste lub paraboliczne zwierciadła w dość znacznej, kilkumetrowej odległości od siebie (rys. 100); umieściwszy ucho



Rys. 100.

lub słuchawkę w ognisku  $F$  jednego zwierciadła, słyszymy wybornie chód zegarka, znajdującego się w ognisku  $F'$  drugiego; natomiast nic nie słyszymy w innych punktach, równie od zegarka odległych. Kształt sklepień lub ścian wytwarza skutki podobne w niejednym budynku.

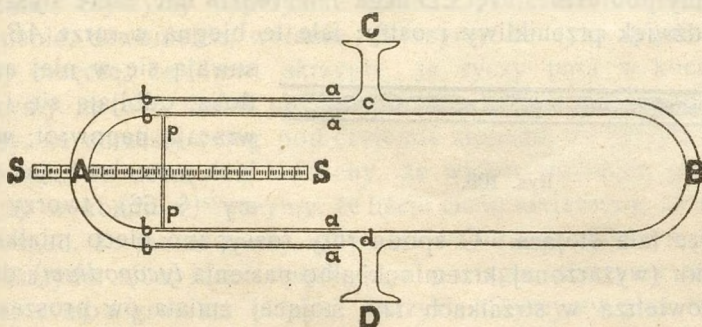
Głos odbija się dobrze nie tylko od równej i gładkiej powierzchni wody lub skały; odbija się również od porowatej powierzchni ziemi, odbija się nawet od sztachet palisady, od brzegu leśnej gęstwiny. Wywody §§ 68, 69 i 70-go pozwalają zrozumieć, dlaczego nieciągłość przegród podobnych nie wywiera wpływu na bieg odbijającej się od nich fali głosowej.

### § 76. Interferencja głosu.

Wyobraźmy sobie dwie rury  $A$  i  $B$ , zgięte w kształcie litery  $U$  (rys. 101); w ramiona  $a, a$  jednej rury wchodzi szczelnie ramiona  $b, b$  drugiej, ale mogą w nich się przesuwać; podobne urządzenie spotykamy w lunetach, mikroskopach i niektórych dętych instrumentach muzycznych, t. zw. trombonach. W środku układu rur wychodzą z nich wyloty, krótkie kolanka poprzeczne  $cC, dD$ . Zależnie od ustawienia rury  $A$  względem rury  $B$ , długość  $cAd$  lewego przewodu może być równa długości  $cBd$  prawego albo też może być od niej większa lub mniejsza. Przypuśćmy, że tuż koło otworu  $C$  brzmi źródło głosu. Fale, idące przez kolanko  $Cc$ , dzielą się w miejscu  $c$  na dwa ciągi fal; jeden kieruje się wzdłuż przewodu  $cAd$ , drugi podąża drogą  $cBd$ ; spotykają się one w miejscu  $d$  i biegnąc odtąd wspólnie, inter-

ferują ze sobą. Oznaczmy przez  $\lambda$  długość fali głosowej, która wędruje przez przyrząd. Jeżeli różnica dróg  $cAd$  i  $cBd$  wynosi

$$0, \frac{2}{3}\lambda, \frac{4}{3}\lambda, \frac{6}{3}\lambda \text{ i t. d.},$$



Rys. 101.

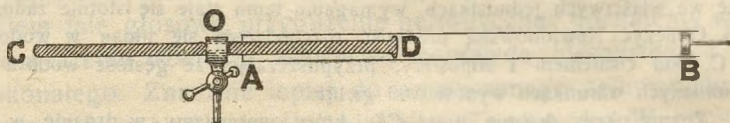
jeżeli jest wogóle równa parzystej wielokrotności połowy długości fali, interferujące ze sobą dwa ciągi wzmacniają się wzajemnie; jeżeli różnica dróg  $cAd$  i  $cBd$  wynosi

$$\frac{1}{2}\lambda, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda \text{ i t. d.}$$

czyli jest nieparzystą wielokrotnością połowy długości fali, nakładające się ciągi osłabiają lub nawet znoszą się wzajemnie. Wysuwając zatem lub wsuwając rurę  $A$  o długość  $\frac{1}{2}\lambda$ , wywołujemy naprzemian wzmaganie się lub zmniejszanie się natężenia głosu około ujścia  $D$ . Przesunięcia rury  $A$  względem rury  $B$  mierzymy najłatwiej, zważając położenie poprzecznicy  $pp$  względem skali  $SS$ .

### § 77. O falach głosowych stojących.

Niemieckiemu fizykowi Kundtowi zawdzięczamy dogodną metodę spostrzegania i badania fal głosowych stojących. Wyob-



Rys. 102.

raźmy sobie rurę szklaną  $AB$  (rys. 102), zamkniętą u końca  $B$  przez tłok przesuwalny; w tej rurze chcemy wytwarzać fale gło-

sowe stojące. Wprowadzamy do rury  $AB$  gruby pręt szklany  $CD$ , który unieruchomiliśmy w środku  $O$ ; objąwszy pręt kawałkiem zwilżonego sukna, jednocześnie przyciskamy dość mocno i pociągamy podłużnie. Pręt  $CD$  drga i wytwarza fale, które słyszymy jako dźwięk przenikliwy i ostry; fale te biegną w rurze  $AB$ , posuwają się w niej aż do tloka, odbijają się i powracają napowrót; w takich warunkach, jak wiemy (§ 66), tworzy się



Rys. 103.

w rurze fala stojąca. U spodu rury rozsypano nieco mialkiego proszku (wyżarzonej krzemionki albo nasienia *lycopodium*); drganie powietrza w strzałkach fali stojącej zmiata ów proszek ku miejscom, w których tworzą się węzły; powstają wówczas t. zw. *figury pyłkowe* Kundta, zwykle dość prawidłowe, w których łatwo poznajemy miejsca strzałek i węzłów (rys. 103). Jak wiadomo z § 65-go, wzajemna odległość dwóch sąsiednich węzłów musi wynosić  $\frac{1}{2}\lambda$  w tem doświadczeniu, jeżeli przez  $\lambda$  rozumiemy długość fal, biegnących w rurze  $AB$ .

#### Zadania.

1. Po upływie 25 sekund od chwili wystrzału słyszymy echo, które powstaje skutkiem odbicia głosu od ściany doliny; w jakiej odległości znajdujemy się od tej ściany? Czy zmiana temperatury powietrza wpływa na długość odstępu czasu, po którym echo do nas powraca?

2. Powierzchnia wody w studni znajduje się o 10 m pod powierzchnią ziemi. Po jakim czasie  $t_1$  wpadnie do wody kamień, który wpuszczamy do studni? Po jakim czasie  $t_2$  usłyszymy pluśnięcie? Zauważyliśmy, że czas  $t_2$  wynosi 1.457 sek; o ile metrów pod ziemią znajduje się zwierciadło wody?

3. Usłyszawszy wystrzał armatni, zwiastujący południe, nastawiłem natychmiast wskazówki zegara stosownie do tego sygnału. Jaki błąd popełniłem, jeśli armata znajduje się w odległości 1700 m odemnie?

4. Według podanych w §§ 73 i 74 równań, stosunki  $k/D$  oraz  $p/D$  wyobrazają kwadraty prędkości. Sprawdzić, że jeżeli moduł  $k$  i ciśnienie  $p$  są wyrażone we właściwych jednostkach, wymaganiu temu staje się istotnie zadosyć.

5. Obliczyć Newtonowską prędkość rozchodzenia się głosu w wodorze, w  $0^\circ\text{C}$ , pod ciśnieniem 1 atmosfery, przypuszczając, że gęstość wodoru we wspomnianych warunkach wynosi 0.09 gr./litr.

6. Znamy okres drgania pręta  $CD$ , który wprawiamy w drganie w doświadczeniu Kundta (rys. 102); czy możemy obliczyć prędkość rozchodzenia się głosu w powietrzu, wypełniającem rurę  $AB$ ? Po drugiej stronie pręta  $CD$  dodajemy drugą rurę  $EF$ , którą wypełniamy gazem  $G$ ; w obu rurach  $AB$  i  $EF$  wytwarzamy figury pyłkowe; czy możemy obliczyć stosunek prędkości rozchodzenia się głosu w powietrzu i w gazie  $G$ ?

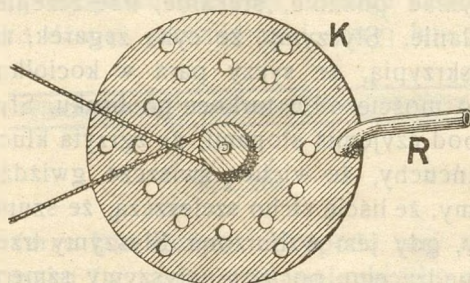
## § 78. O dźwiękach.

Niezmiernie rozmaite są głosy, które słyszymy dokoła codziennie. Słyszymy naprzykład pukanie, stukanie, trzeszczenie, bębnienie, dzwonienie, wołanie. Słyszymy, że cyka zegarek, że szyby brzęczą, że drzwi skrzypią, że syczy para w kociołku; słyszymy, że wóz dudni po moście albo turkoce po bruku. Słyszymy, że chrzęści śnieg pod czyjemiś stopami, że zgrzyta klucz w zamku, że szczękają łańcuchy, że wicher świszczę, gwizdzą i jęczy w kominie. Słyszymy, że liście cicho szeleszczą, że szumi wodospad, że morze huczy, gdy jest wzburzone. Słyszymy trzepot skrzydeł albo łoskot pędzącego pociągu; słyszymy szmery i szepty albo gromkie oklaski, okrzyki. Słyszymy głos ludzki: głęboki, barwny i bogaty albo też chrapliwy, głuchy lub piskliwy.

Z niewyczerpanej takiej różnorodności głosów wybieramy tu do rozbioru li tylko *dźwięki* czyli głosy jednostajne, ciągłe, niezmiennie, z których naprzykład nasza mowa się składa a także śpiew albo brzmienie instrumentów muzycznych. Czujemy to wszyscy, że takie dźwięki różnią się niewątpliwie od głosów bezładnych, dowolnie zmiennych i powikłanych albo też przypadkowo ze sobą się płaczących; wnosimy zatem, że zaburzenia zewnętrzne, które dają dźwiękom początek, muszą czemś odznaczać się od wszelkich innych akustycznych zaburzeń. Twierdzimy, że *tylko perjodyczne zaburzenia zewnętrzne wytwarzają wrażenia dźwięków w naszej świadomości*. O tej prawdzie, bardzo ważnej w akustyce, możemy przekonać się przy pomocy prostych doświadczeń; najprostsze wykonał już H o o k e w r. 1681-ym. Wyobraźmy sobie koło zębate, którego zęby są jednakowe i rozmieszczone w równych odstępach; osadźmy to koło na wirownicy (tom I, § 67) i gdy obraca się jednostajnie, przyłożmy do obwodu kartkę sztywnego kartonu. Regularnie powtarzające się wstrząśnienia koła i kartki udzielają się powietrzu i wytwarzają w niem falę głosową, przybliżenie perjodyczną; doznajemy wówczas wrażenia dźwięku, zazwyczaj coprawda nieczystego i niedoskonałego. Znacznie lepiej do zamierzonego celu nadaje się *syrena* C a g n i a r d a d e L a t o u r albo S e e b e c k a. Wyobraźmy sobie krążek *K* (rys. 104), w którym, w równych odstępach, wycięto jednakowe otwory. Gdy krążek obraca się szybko około swej osi, otwory przebiegają kolejno przed wylotem rury *R*, z której żywo wypływa strumień powietrza, pędzonego przez



miech lub pompę tłoczącą; w leżących po przeciwnej stronie krążka warstwach powietrza wytwarzamy tym sposobem perjodyczne wstrząśnienia, które budzą w nas wrażenie dźwięku.



Rys. 104.

Do wytwarzania dźwięków posługujemy się za-  
wyczaj ciałami sprężystymi w kształcie drutów, prętów, rur, płyt, deseczek, kielichów i czas albo też strunami, błonami, kolumnami powietrza i t. p.; takie ciała stanowią, jak wiadomo, istotne części składowe naprzy-

kład fortepianu i skrzypiec, organów i fletu, piszczałek i harfy, dzwonów i trąb, telefonu i bębna a także krtani ludzkiej, gardzieli i ust. Ciało sprężyste albo napięte, odkształcone przez siły zewnętrzne, może odbywać ruchy okresowe czyli drgania, które nieraz wprawdzie bywają nieporównanie zawilsze niż prosty ruch harmoniczny, znany nam z §§ 30 i 31-go tomu I-go, ale w istocie nie są od niego zasadniczo odmienne; dlatego drgania ciał sprężystych możemy zawsze sprowadzić do pewnych zespołów ruchów prostych harmonicznych (por. § 63).

### § 79. Natężenie dźwięku.

Przypuśćmy, że słyszymy pewien dźwięk; pierwszą właściwością, którą łatwo w nim odróżnimy, jest jego *natężenie*. O pewnych dźwiękach mówimy, że są mocne, głośne, donośne; inne nazywamy słabymi lub cichymi dźwiękami. Wyobraźmy sobie, że dźwięk, który słyszymy, jest wydawany przez pewne ciało *C* drgające. Jeżeli sposób drgań ciała *C* a zatem i charakter dźwięku pozostaje niezmienny i jeżeli nie zmieniają się również inne okoliczności zjawiska (np. odległość ucha od ciała *C*, jakość i stan ośrodka, roznoszącego falę głosową), wówczas, jak wiemy z pospolitych doświadczeń, natężenie dźwięku zmienia się proporcjonalnie do energii ruchu ciała *C*; na strunie, na dzwonku, na każdym wogóle źródle dźwięków sprawdzamy to twierdzenie z łatwością. Kinetyczna energia drgającego ciała udziela się powietrzu lub innemu ośrodkowi, który donosi nam

falowanie; *objektywną* więc czyli fizyczną *miarą* natężenia dźwięku jest kinetyczna energia ruchu ośrodka w miejscu, w którym znajduje się nasz narząd słuchowy.

Przypomnijmy sobie prawa ruchu harmonicznego prostego; wyłożyliśmy je w §§ 30 i 31-ym tomu I-go; zachowamy tu oznaczenia ówczesnego wywodu. Uważajmy cząstkę, o masie  $m$ , która wykonywa ruch harmoniczny prosty. Kinetyczna energia takiej cząstki w chwili  $t$  wynosi, według wzoru (3) powołanego § 31-go:

$$1. \quad \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\omega^2 a^2 \sin^2 \omega t$$

Największa możliwa wartość tej kinetycznej energii wynosi

$$2. \quad \frac{1}{2}m\omega^2 a^2;$$

ta wartość jest osiągnana w chwilach  $t = \frac{1}{4}T, \frac{3}{4}T$  i t. d., a zatem zawsze wówczas, gdy punkt  $m$  na rys. 38-ym tomu I-go przebiega przez środek  $O$ . Średnią wartość kinetycznej energii cząstki  $m$  otrzymujemy, tworząc przeciętną arytmetyczną wartości (2) oraz zera; ta średnia zatem wynosi

$$3. \quad \frac{1}{4}m\omega^2 a^2$$

Jeżeli w jednostce objętości ośrodka znajduje się  $N$  cząstek  $m$ , odbywających podobne drgania, średnia ich kinetyczna energia wynosi

$$4. \quad \frac{1}{4}D\omega^2 a^2$$

gdzie  $D = Nm$  jest gęstością ośrodka. Średnia kinetyczna energia powietrza, roznoszącego fale głosowe, jest więc proporcjonalna do gęstości i do kwadratu amplitud odbywających się drgań. Przekonywamy się istotnie (naprzykład podczas wyprawy górskiej lub w podróży balonem, a także w doświadczeniu Guerickiego, § 72), że natężenie dźwięku słabnie *caeteris paribus* w rozrzedzonym powietrzu. Natężenie dźwięku jest znacznie słabsze w wodrze niż w bezwodniku węglowym; podczas ostrych mrozów jest wyraźnie silniejsze aniżeli bywa zwyczajnie.

### § 80. Wysokość dźwięku.

Drugą własnością, którą w dźwięku odróżniamy natychmiast, jest jego *wysokość*. Zdajemy sobie z tego sprawę, że naprzykład głos dziecka jest wysoki, głos zaś dorosłego mężczyzny normalnie jest niski; że z dwóch strun jednakowych i jednakowo napiętych ta wydaje dźwięk wyższy, która jest krótsza.

Galileusz i O. Mersenne niemal jednocześnie odkryli, około r. 1636-go, że wysokość dźwięku zależy wyłącznie od przypadającej na sekundę *liczby drgań*, które wywołują w nas wrażenie głosowe; odkrycie tej prawdy utorowało drogę do *ilościowego* badania dźwięków. Przy pomocy syreny i koła zębatego możemy wykonać kilka doświadczeń, które pozwalają wnikać w treść przytoczonego twierdzenia. Zwiększając lub zmniejszając

szybkość obrotu koła albo syreny, przekonujemy się przede wszystkim, że wytwarzany dźwięk staje się w pierwszym razie wyższy, w drugim zaś niższy. Porównujemy następnie ze sobą dźwięki, pochodzące od syreny i od koła zębatego. Przypuśćmy, że liczba zębów koła jest równa liczbie otworów krążka syreny; na tej samej wirownicy umieścimy koło i krążek i obracajmy je jednocześnie. Słyszymy dwa dźwięki bardzo różne, zgoła od siebie odmienne; a jednak czujemy, że ich wysokość jest jednako-  
wa. A zatem, jak powiedzieliśmy, wrażenie wysokości dźwięku zależy wyłącznie od liczby drgań, odbywających się w ciągu sekundy, w fali, która działa na nasz organ słuchowy, nie zależy zaś od natury źródła, z którego fala pochodzi; tę przeto liczbę drgań w sekundzie przyjmujemy w akustyce za obiektywną *miarę* wysokości dźwięku.

Prędkość kątową  $\omega$  jednostajnego krążenia po kole, dającego w rzucie na jedną ze średnic ruch harmoniczny prosty, nazywaliśmy w § 30-ym tomu I-go *częstością* tego ruchu. Jeżeli  $T$  jest *okresem* ruchu, mamy

$$1. \quad \omega T = 2\pi$$

$\omega$  zatem jest liczbą drgań, wydarzających się w czasie  $2\pi$  sekund. Odwrotność  $n$  okresu, dana przez związek

$$2. \quad nT = 1$$

jest liczbą drgań, przypadających w sekundzie (§ 10 tomu I-go);  $n$  zatem byłaby miarą wysokości dźwięku, który powstawałby z jednego ruchu harmonicznego prostego,

Przypuśćmy, że koło zębate ma  $j$  zębów lub że krążek syreny posiada  $j$  otworów; przypuśćmy, że koło lub krążek wykonywa  $N$  obrotów w ciągu sekundy. Iloczyn  $jN$  jest wówczas liczbą wstrząśnień, udzielanych powietrzu w ciągu sekundy, przeto

$$3. \quad n = jN$$

Syreny bywają zwykle zaopatrywane w mechanizmy, które wskazują liczbę  $N$  obrotów, odbywanych w ciągu sekundy.

Słyszymy dźwięk tylko wówczas, gdy liczba  $n$  drgań na sekundę nie jest ani zbyt mała ani zbyt wielka w fali, wywołującej nasze wrażenie; gdy zatem  $n$  leży pomiędzy pewną dolną granicą  $n_1$ , a pewną górną granicą  $n_2$ . Gdy liczba  $n$  jest większa niż  $n_2$ , nic nie słyszymy; atoli ta granica  $n_2$  jest nader rozmaita dla rozmaitych osób. Zdarza się, że jedna osoba słyszy wyraźnie pewien wysoki dźwięk, np. sykanie polnych koników, gdy jednocześnie dla innej osoby w tem miejscu zalega milczenie. Pomijając podobne indywidualne różnice, możemy uważać liczbę średnią 16000 drgań na sekundę za przybliżoną górną granicę  $n_2$ , w której sąsiedztwie normalne ucho ludzkie przestaje słyszeć. Jest to niska granica, świadcząca o niedoskonłości naszego zmysłu słuchu; fizycy umieją odkrywać fale biegnące w powietrzu, w których liczba  $n$  jest wiele wyższa niż przytoczona  $n_2$ . Dolna granica  $n_1$  zdaje się leżeć w pobliżu 20 drgań na se-

kunde; poniżej tej granicy zaczynamy zwykle odróżniać osobne, nie łączące się ze sobą uderzenia.

Znacznie ciaśniejszy jest zakres dźwięków, którymi posługujemy się w muzyce. W najwyższych dźwiękach muzycznych, wydawanych například przez wielkie fortepiany i flety, liczba  $n$  dochodzi do 4000 drgań na sekundę; w najniższych, które otrzymujemy z organów i kontrabasu, zbliża się ona do granicy  $n_1$ .

Jak dalece dokładnie możemy oceniać wysokość dźwięków zapomocą słuchu? Przypuśćmy po pierwsze, że słyszymy dźwięki, następujące kolejno *po sobie*; możemy wówczas orzec z pewnością, że ich wysokości są różne, gdy liczby  $n$  są conajmniej o pół drgania na sekundę od siebie odmienne. Przypuśćmy po wtóre, że słyszymy *jednocześnie* dwa dźwięki, których wysokości różnią się od siebie bardzo nieznacznie; interferując w uchu, takie dwa dźwięki wywołują chwalebę natężenia wypadkowego dźwięku, którą nazywamy *dudnieniem*; dzięki temu zjawisku możemy wykrywać niezmiernie małe różnice wysokości dwóch dźwięków spółczesnych.

### § 81. Skala muzyczna.

Wyobraźmy sobie, że krążek syreny (rys. 104) ma dwa szeregi otworów, które dla zwięzłości oznaczamy przez I i II; przypuśćmy, że szereg I liczy 6 otworów, szereg zaś II składa się z 12 otworów. Wykonajmy dwa doświadczenia: przepuszczajmy prąd powietrza najprzód przez szereg I, następnie przez szereg II; obracajmy krążek w obu razach z tą samą prędkością kątową, tak iż liczba  $N$  obrotów krążka w sekundzie jest w obu razach ta sama. Powstają dwa dźwięki, I i II, których liczby drgań wynoszą  $6N$  i  $12N$ ; bez względu na wartość  $N$ , liczba druga ma się do pierwszej jak 2:1. Dźwięk II jest wyższy niż I, ale jest mu pokrewny, jest w czemś do niego podobny, co słuchacz wykształcony muzycznie odczuwa natychmiast. Powiadamy, że dźwięk II jest *wyższą oktawą* I-go, że dźwięk I jest *niższą oktawą* II-go. Brzmiąc spółcześnie albo następując po sobie, dwa takie dźwięki zespalają się zgodnie, tworząc kojące wrażenie *harmonji*; lecz gdyby ich liczby drgań miały się do siebie np. jak 2:133 do 1000, słuchacz doznawałby wrażenia niepokoju, niezgody, rozstroju, przykrości.

Stosunek dwóch dźwięków, który tu opisaliśmy, jest przykładem, w którym zarysowuje się pewne prawo ludzkiej wrażliwości muzycznej. Liczba drgań na sekundę jest w dźwięku dowolna; każda liczba  $n$  dodatnia, całkowita czy ułamkowa, odpowiada pewnemu dźwiękowi; pomiędzy któremikolwiek dwiema danymi granicami (np.  $n = 84$  i  $n = 2100$  na sek) leży zatem w istocie *nieskończenie wiele* dźwięków. Atoli w muzyce wszyst-

kich narodów i ludów, na wszystkich stopniach jej rozwoju i udoskonalenia, dźwięki, bądź po sobie następujące w melodji, bądź też brzmiące spótcześnie w akordzie, *nie* są dowolne; ich liczby drgań na sekundę pozostają do siebie w stosunku dwóch liczb całkowitych nieznaczących, np. w stosunku 2:1 albo 4:3 i t. p. Z mnogości dźwięków, która jest nieskończona i ciągła, wydzielamy więc w muzyce pewną liczbę dźwięków odosobnionych; następstwo tych dźwięków nazywamy *skala muzyczną*. Wysokość dźwięku wskazujemy w muzyce, podając miejsce, które dźwięk zajmuje w skali muzycznej.

Od dzieciństwa przyzwyczajamy się do t. zw. *diatonicznej* skali muzycznej; rozpoczyna się ona od dźwięku zasadniczego, który nazywamy *toniką*. Liczbę drgań dźwięku zasadniczego oznaczamy przez  $n_0$ ; liczby drgań dźwięków następnych oraz ich rozmaite oznaczenia i nazwy przytaczamy w następującej tablicy:

$n_0$	$\frac{9}{8}n_0$	$\frac{5}{4}n_0$	$\frac{4}{3}n_0$	$\frac{3}{2}n_0$	$\frac{5}{3}n_0$	$1\frac{5}{8}n_0$	$2n_0$
C	D	E	F	G	A	B	c
ut	re	mi	fa	sol	la	si	ut

*Gamę diatoniczną* nazywamy siedm pierwszych dźwięków; ósmy jest dźwiękiem zasadniczym nowej gamy, *wyższej*, która składa się z dźwięków o liczbach drgań  $2n_0$ ,  $\frac{9}{8}2n_0$ ,  $\frac{5}{4}2n_0$  i t. d.; poniżej mamy podobnie gamę sąsiednią *niższą*, która zaczyna się od dźwięku o liczbie drgań  $\frac{1}{2}n_0$ , kończy się na dźwięku o liczbie drgań  $1\frac{5}{8}\frac{1}{2}n_0$ . Skala diatoniczna według tych zasad rozciąga się dalej w obu kierunkach.

Stosunek liczb drgań dwóch dźwięków nazywamy w muzyce ich *interwałem*; interwałowi  $\frac{9}{8}$  względem zasadniczego *ut* odpowiada więc *re* i t. d.

Dźwięki, przytoczone w powyższej tablicy, noszą jeszcze następujące, bardzo dawne nazwy: dźwięk *re* nazywa się *sekundą większą* zasadniczego *ut*; *mi* jest jego *tercją większą*, *fa* zwie się *kwartą*, *sol* — *kwintą*, *la* nosi miano *seksy większej*, *si* — *septymy* większej; ostatni *ut*, jak wiadomo, jest oktawą pierwszego. Pomiedzy niektórymi z tych dźwięków umieszcza się jeszcze dźwięki pośrednie, którymi spótcześnie muzyka również posługuje się chętnie.

Według zawartej w Wiedniu, w r. 1885-ym, umowy międzynarodowej, *wzorcem* podstawowym dźwięków muzycznych jest t. zw. *normalny ton*  $la_3$  (oznaczany niekiedy również przez  $a_1$  lub  $a'$ ), którego liczba drgań  $n$  wynosi 435 na sekundę. Dostrojona do tego wzorca gama diatoniczna zaczyna się zatem od  $ut_3$  ( $n = 261$  na sek) i kończy na  $si_3$  ( $n = 489\cdot 375$  na sek). Ton normalny  $la_3$  otrzymujemy ze struny drugiej skrzypiec (licząc od najcieńszej), gdy struna ta drga we właściwej sobie długości; do odtwarzania go służą także *kamerton*y (czyli widełki strojowe) *wzorcowe*, sporządzane w urzędach metrologicznych.

## § 82. Twierdzenie Dopplera.

Wyobraźmy sobie doświadczenie następujące. Znajdujemy się na torze kolei żelaznej; stojąca w pewnej odległości od nas nieruchoma lokomotywa daje sygnał gwizdawką; po chwili, nie przestając gwizdać, zaczyna zbliżać się ku nam. Gdy lokomotywa jest w ruchu, dźwięk, który od niej dobiega, wydaje nam się *wyższy* aniżeli pierwotny. Gdy lokomotywa oddala się od nas, doznajemy przeciwnego wrażenia, jakoby dźwięk był *niższy* aniżeli pierwotny, który słyszeliśmy, gdy lokomotywa była w spoczynku. Rozpędzony i trąbiący cyklista albo samochód pozwala dokonać podobnych dostrzeżeń; mogą one posłużyć za przykład stosowania się pewnego twierdzenia, które odkrył Doppler w r. 1842-im.

Jak powiedzieliśmy w § 80-ym, wysokość dźwięku, dochodzącego do naszej świadomości, zależy od liczby drgań, które w ciągu sekundy pobudzają nasz organ słuchowy. Gdy lokomotywa, która przysyła nieprzerwanie fale głosowe, *zbliża się* ku nam, pośpiesza wówczas za temi falami i niejako je goni; dzięki temu ruchowi ich źródła, fale gromadzą się *gęściej*, pobudzają częściej nasz słuch i sprawiają na nas wrażenie dźwięku *wyższego* aniżeli pierwotny. Przypuśćmy przeciwnie, że lokomotywa, przysyłając nam fale, *oddala się* od nas; ucieka ona wówczas od fal, które wysyła; rozsiewa zatem te fale, rozprasza je *rzadziej* niż wówczas, gdy jest nieruchoma; fale pobudzają nas *rzadziej* i wywołują w nas wrażenie dźwięku *niższego*.

Przypuśćmy, że nieruchoma lokomotywa  $L$  wysyła co 0·2 sek sygnał niezmiernie krótkotrwały. Nieruchomy obserwator  $O$  jest umieszczony w odległości 340 m od lokomotywy. Przypuszczamy, że prędkość  $c$  głosu w powietrzu, w 15° C, wynosi 340 m/sek. Sygnał 1-szy dojdzie obserwatora  $O$  w chwili  $t = 1\cdot0$  sek, licząc czas  $t$  od chwili wystania; sygnał 2-gi dojdzie go w chwili  $t = 1\cdot2$  sek, 3-ci w chwili  $t = 1\cdot4$  sek i t. d. Droga, odbyta przez każdy sygnał, jest jednakowa i wynosi stale 340 m. Przypuśćmy teraz, że lokomotywa  $L$  posuwa się naprzód, w kierunku od  $L$  do  $O$ , z prędkością  $v$  wynoszącą 17 m/sek. Sygnał 1-szy, wysłany w chwili  $t = 0$ , przebywa drogę 340 m w ciągu 1 sekundy i dobiega do  $O$  w chwili  $t = 1\cdot00$  sek. Sygnał 2-gi, wysłany w chwili  $t = 0\cdot2$  sek, ma do przebycia drogę 336·6 m, jest więc w podróży przez 0·99 sekundy i przybywa do  $O$  w chwili  $t = 1\cdot19$  sek. Sygnał 3-ci, wysłany w chwili  $t = 0\cdot4$  sek, ma do pokonania odległość 333·2 m, znajduje się więc w drodze przez 0·98 sek i pojawia się w  $O$  w chwili  $t = 1\cdot38$  sek. Podobnie obliczamy chwile, w których dalsze sygnały docierają do  $O$ . Widzimy teraz, co następuje: gdy lokomotywa  $L$  jest w spoczynku, w  $O$  przypada 5 (czyli 100/20) sygnałów

na każdą sekundę; gdy lokomotywa jest w ruchu, w  $O$  przypada 100/19 sygnałów na każdą sekundę, zatem *więcej* w stosunku 20:19.

Powtórzmy rachunek, przechodząc od arytmetycznego do algebraicznego sposobu rozumowania. Przypuśćmy, że  $n_0$  jest liczbą sygnałów, które w ciągu sekundy dochodzą obserwatora  $O$  od lokomotywy  $L$  nieruchomej; przypuśćmy, że  $n$  jest liczbą sygnałów, które w ciągu sekundy dochodzą obserwatora od zbliżającej się ku niemu z prędkością  $v$  lokomotywy. Przekonywamy się łatwo, że

$$1. \quad n_0 : n = (c - v) : c.$$

### Zadania.

1. Przez  $\lambda$  rozumiemy długość fali głosowej, przez  $n$  liczbę drgań na sekundę w tej fali; co wyraża iloczyn  $n\lambda$ ?

2. Krążek syreny, mający 20 otworów, wykonywa 29 obrotów w ciągu sekundy. Obliczyć liczbę drgań  $n$  oraz okres  $T$  wytwarzanego dźwięku; obliczyć długość fali  $\lambda$  fali głosowej, biegnącej wówczas w powietrzu w  $0^\circ\text{C}$ ; w skali muzycznej normalnej odnaleźć dźwięk, do którego najbardziej zbliża się dźwięk wytwarzany.

3. Podać liczbę drgań dźwięków, które tworzą gamę diatoniczną, dostrojoną do tonu normalnego oraz tych, które stanowią gamę wyższą sąsiednią.

4. Obliczyć długość fali (w powietrzu, w  $0^\circ\text{C}$ ) dźwięków, których liczby drgań leżą u granic naszej wrażliwości słuchowej.

5. Na lokomotywie znajduje się instrument muzyczny. Gdy lokomotywa jest nieruchoma, słyszymy dźwięk  $mi_3$ ; gdy lokomotywa zbliża się ku nam, słyszymy  $fa_3$ . Przypuszczając, że doświadczenie odbywa się w  $0^\circ\text{C}$ , udowodnić, że lokomotywa zbliżała się ku nam z prędkością 20·7 m/sek.

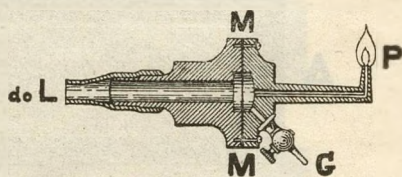
6. Tor kolejowy przebiega dolinę; od ścian doliny odbija się echo sygnałów pędzącej lokomotywy. Echo pochodzi niejako od obrazu lokomotywy w zwierciadle ściany, od której odbija się dźwięk; obraz porusza się względem obserwatora z tą samą prędkością jak lokomotywa ale w kierunku przeciwnym. Doświadcz, że pomiędzy dźwiękiem sygnału a dźwiękiem jego echa obserwator zauważy różnicę wysokości, w przybliżeniu dwa razy większą niż różnica  $n - n_0$ , którą dostrzega w zwykłym zjawisku.

### § 83. O badaniu drgań towarzyszących dźwiękom.

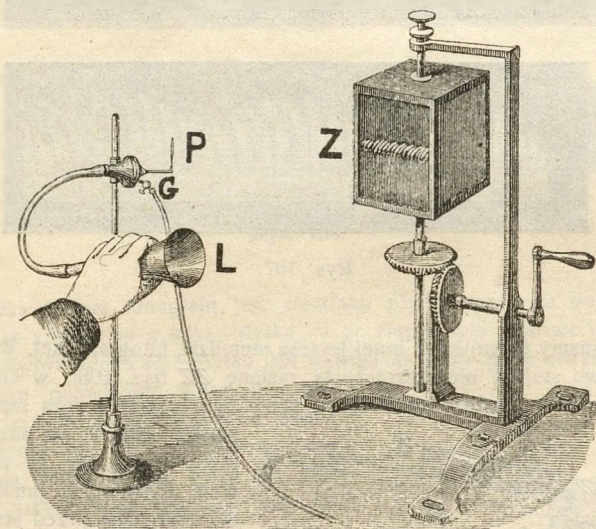
W akustycznych badaniach staramy się poznawać sposób drgania źródła, wytwarzającego dźwięki oraz cząstek falującego powietrza. Sposób drgania źródła dźwięku wyraża t. zw. *krzywa falowa*, którą ono samo, drgając, rysuje. Prosty przykład takiej krzywej podaliśmy w § 5-ym tomu I-go; drgające widelki strojowe, jak widzieliśmy, mogą ryć sinusoidę (por. § 63) w przesuwającej się przed nimi warstewce sadzy.

Wyobraźmy sobie naczynko, przedzielone na dwie małe komory sprężystą błoną  $MM$  (rys. 105). Do lewej komory, wypełnionej

powietrzem, przenikają fale głosowe, jak objaśnia rys. 106, na którym widzimy lejek *L*, zbierający te fale; drgania powietrza w lewej komorze pobudzają błonę *MM*, która zaczyna drgać również. Prawa komora naczynka jest wypełniona gazem oświetlającym; gaz dopływa przez rurę *G* i pali się w *P* cienkim płomykiem. Pod wpływem drgań błony *MM* ciśnienie gazu w prawej komorze doznaje zmian periodycznych, które zdradzają się migotaniem płomyka. Ale te podskoki i spadki następują po sobie zazwyczaj tak szybko, że trudno odróżnić je bezpośrednio wzrokiem; możemy dostrzegać je o wiele



Rys. 105.

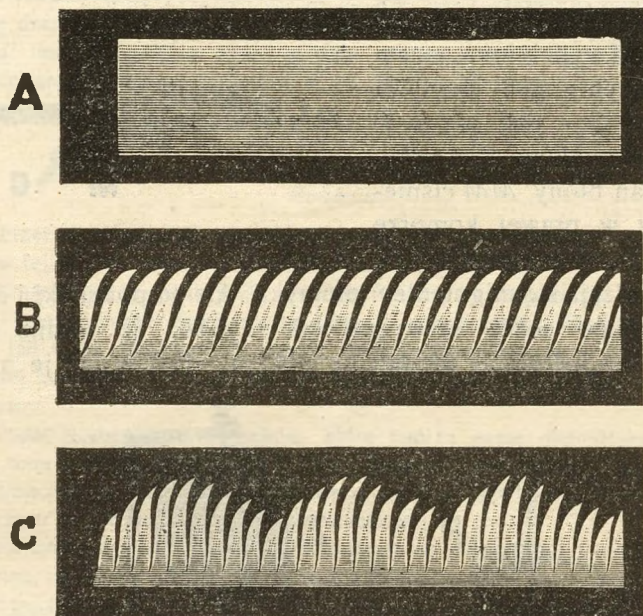


Rys. 106.

dogodniej, oglądając w obracającym się zwierciadle *Z* (rys. 106) odbity obraz płomyka. Przypuśćmy z początku, że w lewej komorze przyrządu panuje cisza; przepływ gazu przez prawą komorę jest wówczas jednostajny, długość płomyka jest stała, obraz widoczny w zwierciadle *Z* jest wstęgą świecąca, jednakowo wysoką na całej swojej długości (rys. 107, A). Jeżeli przed lejkiem *L* dźwięczy krtań ludzka, struna lub inne źródło dźwięków, drgania płomyka dają uzębione obrazy, których przykłady przyta-

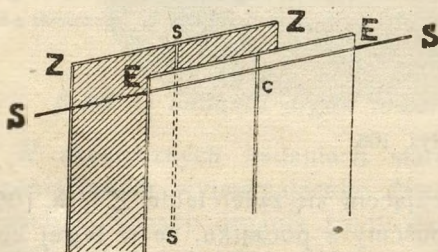


czamy na rys. 107 pod *B* i pod *C*. Opisany sposób badania drgań nosi nazwę metody *manometrycznych płomyków* König<sup>a</sup>



Rys. 107.

Wspominamy tu krótko o innej jeszcze metodzie, fotograficznej. Wyobraźmy sobie pionowo stojącą nieprzezroczystą zasłonę *ZZ* (rys. 108), w której pozostawiono pionową również szczelinę *ss*; przez tę szczelinę, z poza zasłony, pada smuga światła na poziomo rozpiętą strunę *SS*; na przezroczystym ekranie *EE* (umieszczonym dla czytelnika przed struną) smuga światlna daje więc jasną pręgę,

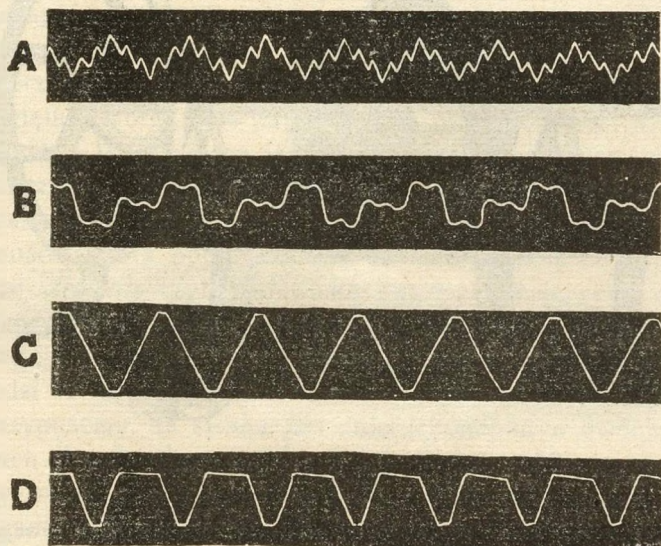


Rys. 108.

przerwaną w jednym miejscu przez cień *c* oświetlonego elementu struny. Przypuśćmy, że strunę *SS* pobudzono do drgań; cień *c* odbywa wówczas wzdłuż pręgi ruch perjodyczny; możemy rozciągnąć

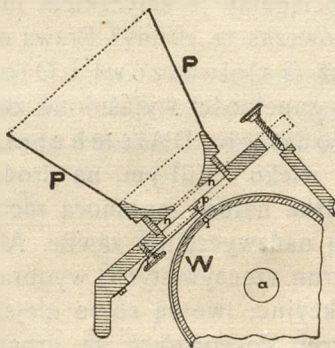
ten ruch w linię krzywą falową, fotografując cień *c* na kliszy, przesuwałcej się szybko. Na rys. 109-ym przytaczamy niektóre z pomiędzy krzywych falowych, które otrzymali tym sposobem pp. Krigar-Menzel i Raps; strunę *SS* wprowadzali oni w drgania, bądź ciągnąc po niej smyczkiem (rys. 109, *A* i *B*); bądź też, chwyciwszy strunę w jednym jej elemencie, szarpali ją nagle (rys. 109, *C* i *D*).

*Fonograf*, wynaleziony przez Edisona w r. 1877-ym, jest udoskonaleniem metody zapisywania drgań, o której wspomnieliśmy na wstępie artykułu; zadaniem tego przyrządu jest utrwalanie, przechowywanie i odtwarzanie dźwięków.



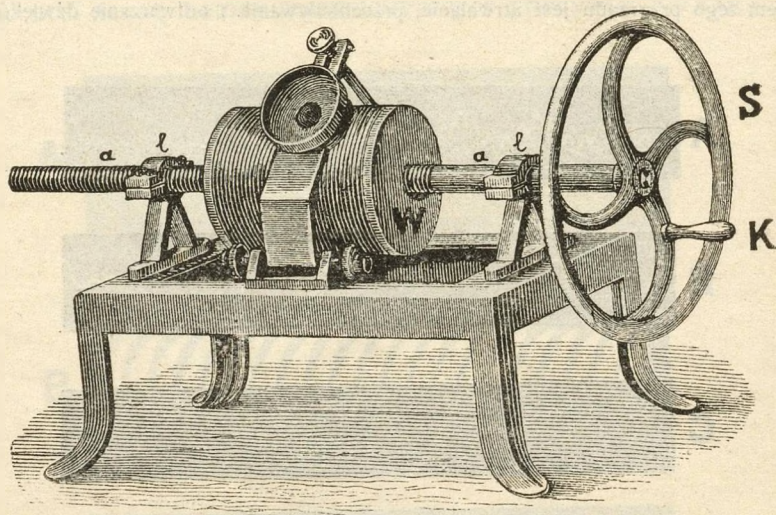
Rys. 109.

Najważniejszą częścią fonografu jest cieniutka płytka sprężysta *nn* (rys. 110), wykonana ze szkła albo z miki; płytka ta przyjmuje fale głosowe i ma je następnie napowrót oddawać. Płytką *nn* dźwiga na sobie małe ostrze *pq*, które lekko dotyka pobocznic walca *W*. powierzchnia tej pobocznicy jest pokryta cienką warstwą mieszaniny, złożonej z wosku i stearyny. Oś walca *W* jest śruba *aa*, kręcąca się w łożyskach *ll* (rys. 111); gdy zatem przy pomocy korby *K* i koła *S* obracamy oś *aa*, walec *W* zarazem obraca się i posuwa się naprzód. Przypuśćmy, że fale głosowe, które wpadły do lejka *PP*, pobudziły do drgań płytkę *nn*; ostrze *pq* wyłabia wówczas szereg zagłębień w plastycznej warstwie, pokrywającej pobocznicę walca; można powiedzieć, że ryje w niej rowek, głębokości zmiennej, który obiega walec po linii śrubowej; przecięcie tego śladu płaszczyną, skierowaną wzdłuż jego osi, prostopadle do pobocznicę walca, dałoby krzywą falową utrwalonego dźwięku. Ażeby odtworzyć dźwięki, uchwycone



Rys. 110.

przez przyrząd, cofamy walec do położenia początkowego i kręcimy go z poprzednią prędkością; wyrzeźbione na poboczniczy zagłębienia i wyniosłości skła-



Rys. 111.

niają wówczas ostrze *pq* a przez nie i płytkę *nn* do drgań, które bywają zwykle dość wierną kopją pierwotnych; płytka staje się więc źródłem dźwięków, przybliżenie podobnych do tych, które ją pierwotnie pobudziły do drgań.

#### § 84. O drganiu strun.

Znamy wszyscy struny skrzypiec, wiolonczeli, fortepianu; gdy pociągamy je smyczkiem lub uderzamy młoteczką, jak drgają wówczas te struny? Prawa drgania strun, w pewnej mierze znane już Galileuszowi i Ojcu Mersenne, w XVII-em stuleciu, w zupełności wyjaśnione zostały dopiero przez Taylora, Bernoullich, D'Alemberta, Lagrange'a i innych uczonych, w wieku XVIII-ym, na drodze rachunku. Jakże można badać zjawiska natury zapomocą rachunku? Drgania strun *rzeczywistych* są nadzwyczajnie zawiłe. Ale teoretycy nie zajmują się drganiami strun rzeczywistych; wyobrażają sobie raczej struny uproszczone, fikcyjne; tworzą sobie niejako ideał strun. Prawa drgań takich strun *doskonałych* są proste i ustanowienie ich, dla myślicieli XVIII-go stulecia, nie przedstawiało nadzwyczajnych trudności. Trudność leżała raczej w postawieniu niż w rozwiązaniu zadania. Ażeby drganie struny zrozumieć, należało przedewszystkiem od-

różnić, co w niem jest istotne, co jest podrzędne i pozbawione znaczenia. Takie zagadnienie staje przed nami na wstępie każdego naukowego badania. Potrzeba wielkiej umysłowej odwagi, ażeby, dostrzegłszy rdzeń właściwy zjawiska, wszystko inne odrzucić i z uwagi opuścić; ale od tego kroku zależy cały wynik badania i w jego śmiałej trafności objawia się genjusz.

Bierzemy więc na uwagę strunę nadzwyczaj cienką i doskonale giętką, która leży na stole, jak ją ułożono, w dowolnych zakrętach. Jeżeli struna jest doskonale giętka, jak może drgać *poprzecznie*? Do drgań poprzecznych struna tylko wówczas jest zdolna, gdy jest wyprężona czyli *napięta*. Wiemy, że wstępną czynnością, która poprzedza grę na instrumencie strunnym, jest zawsze *strojenie* czyli nadawanie strunom właściwego napięcia. Gdy wygięliśmy strunę napiętą, do przybrania napowrót pierwotnej postaci skłania ją napięcie (§ 59); sprężystość struny *nie* wchodzi tu w grę.

Przypuśćmy, że struna jest unieruchomiona w dwóch swoich końcach  $A$  i  $B$ . Oznaczmy przez  $L$  długość  $AB$  struny. Wyobraźmy sobie, że jakimkolwiek sposobem wprawiliśmy strunę w drgania poprzeczne i przypuśćmy, że one wytworzyły w strunie układ *fal stojących* (§ 65). W punktach  $A$  oraz  $B$  nie może być ruchu; zatem te punkty muszą być zawsze *węzłami*. Z § 65 go wiemy, że odległość dwóch *śasiadnich* węzłów w układzie fal stojących wynosi  $\frac{1}{2}\lambda$ , gdzie  $\lambda$  jest długością fali ciągów, które, interferując ze sobą, tworzą uważany układ fal. Jeżeli zatem  $A$  i  $B$  są węzłami sąsiednimi, mamy wówczas

$$1. \quad L = \frac{1}{2}\lambda$$

Jeżeli  $A$  i  $B$  są węzłami, lecz nie sąsiednimi,  $L$  zawiera pewną całkowitą liczbę półfal. Ażeby wyrazić obadwa przypadki w tym samym wzorze, rozumiemy przez  $i$  jedną z liczb całkowitych następujących

$$2. \quad i = 1, 2, 3, \dots;$$

przypuśćmy następnie, że

$$3. \quad L = \frac{1}{2}i\lambda$$

Rozumiejąc przez  $T$  okres zaburzenia, przez  $c$  jego prędkość posuwania się po strunie, mamy  $\lambda = cT$ ; zatem

$$4. \quad T = 2L/ic$$

Przypadająca na sekundę liczba drgań  $n$  jest odwrotnością okresu:

$$n = ic/2L$$

We wzorach (3), (4) i (5) zawarte są prawa drgania struny, unieruchomionej na obu końcach. Jeżeli  $i = 1$ , powiadamy, że struna wykonywa drganie *zasadnicze* lub *harmoniczne pierwsze*; dźwięk, który ona wówczas wydaje, nazywamy jej *tonem zasadniczym* albo *harmonicznym pierwszym*. Jeżeli  $i = 2, 3$  i t. d., mówimy, że odbywają się drgania harmoniczne *wyższe*, mianowicie *drugie, trzecie* i t. d.; dźwięki, które powstają skutkiem tych drgań, nazywamy *tonami harmonicznymi wyższymi*, mianowicie *drugim, trzecim* i t. d.

Przypuśćmy, że strunie  $AB$  (rys. 112, I), unieruchomionej w  $A$  i  $B$  i napiętej, nadaliśmy postać  $As_1B$  sinusoidalnej półfali i że następnie pozostawiliśmy ją samej sobie swobodnie. Każda cząstka struny odbywa wówczas ruch harmoniczny prosty między skrajnymi położeniami, znajdującymi się na  $As_1B$  i  $As_2B$ ; ponieważ w tym ruchu okres nie zależy od amplitudy (tom I, §30), przeto drgania wszystkich cząstek są izochroniczne. Struna drga według praw § 63-go, przyczem  $\lambda = 2L$ , struna wydaje zatem ton zasadniczy.

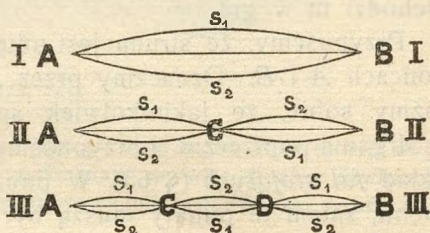
Przypuśćmy, że strunę  $AB$  (rys. 112, II) unieruchomiliśmy w  $A$  i  $B$  trwale, chwilowo zaś w środku  $C$ ; nadawszy części  $AC$  postać sinusoidalnej półfali  $As_1C$ , uwalniamy tę część i pozostawiamy ją samej sobie. Część  $AC$  struny wykonywa drgania; uwalniamy wówczas punkt  $C$ . Zaczyna drgać i druga część struny; otrzymujemy drganie harmoniczne drugie; prawa § 63-go stosują się, ale  $\lambda = L$ ;  $C$  jest węzłem i pozostaje trwale w spoczynku. Podobnie otrzymujemy drganie harmoniczne trzecie, w którym  $\lambda = \frac{2}{3}L$  (rys. 112, III) oraz dalsze drgania harmoniczne ( $i = 4, 5$  i t. d.). Wykonywanie takich doświadczeń, na przykład na skrzypcach lub na t. zw. monochordzie, jest łatwe i pouczające; opisane w § 66-ym doświadczenie Meldego nadaje się także do tego celu wybornie.

Oznaczmy przez  $P$  t. zw. *napięcie* struny czyli wspólną wartość sił, działających na końce któregośkolwiek jej elementu; przez  $q$  rozumiejmy t. zw. *linjową gęstość* struny czyli stosunek masy któregośkolwiek elementu do jego długości (niezależny, jak przypuścimy, od wyboru elementu). Prędkość  $c$  posuwania się fali po strunie czyni zadosyć równaniu następującemu, podobnemu do wzoru (1) § 73-go:

$$c^2q = P$$

Łącząc ze sobą formuły (5) i (6), otrzymujemy twierdzenie Taylora:

$$n = \frac{i}{2L} \sqrt{\frac{P}{q}}$$



Rys. 112.

Wzór ten streszcza w sobie prawa zjawiska; odczytujemy z niego, jaki wpływ na wysokość  $i$ -go tonu wywiera długość  $L$  struny, jej napięcie  $P$  oraz gęstość linjowa  $q$ . Wykonanie prostych pomiarów, pozwalających sprawdzić słuszność twierdzenia Taylora, nie przedstawia trudności.

Strunę, nieruchomo ujętą na końcach, pobudzamy do drgań jakimkolwiek sposobem; pociągamy ją naprzykład smyczkiem; albo, chwyciwszy strunę w pośrodku, nadajemy jej na chwilę kształt łamany, poczem ją uwalniamy. Struna wydaje wówczas zazwyczaj całą *mnogość* rozmaitych harmoniczných tonów, do których wydawania jest zdolna; drganie struny jest *zespołem* albo *wynikiem* niezmiernie wielu składowych drgań prostych, drgań harmoniczných. Każde z pomiędzy drgań prostych harmoniczných, odpowiadające którejkolwiek wartości w szeregu (2), *może* uczestniczyć w zespole, ale niekoniecznie uczestniczyć w nim *musi*; każde może odbywać się energicznie i mocno albo nieśmiało i słabo. Które z pomiędzy tonów prostych harmoniczných struny są obecne w wypadkowym jej dźwięku oraz jak znaczny biorą w nim udział, wszystko to zależy od sposobu, w jaki pobudziliśmy lub pobudzamy strunę do drgań. Rozumiemy teraz, że proste drgania harmoniczne, o których przed chwilą mówiliśmy, są do pewnego stopnia tylko fikcyjne; są to wydarzenia wprawdzie *możliwe*, ale w całej czystości urzeczywistniają się jedynie w bardzo szczególnych i wyjątkowych przypadkach.

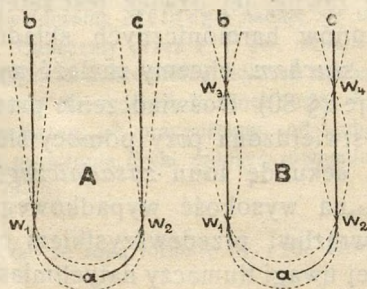
Wiadomo powszechnie, że dźwięki tej samej wysokości, ale pochodzące ze źródeł głosu odmiennych, brzmią bardzo niepodobnie do siebie; każdy odróżni naprzykład dźwięk skrzypiec od dźwięku fortepianu, chociażby te dźwięki były zestrojone najdoskonalej t. j. miały ściśle zgodną wysokość. Ażeby zrozumieć ten fakt, wyobraźmy sobie, że pewna struna odbywa drgania dowolne, być może nadzwyczajnie zawiłe; jej dźwięk jest zatem kompleksem, złożonym z *wielu* tonów harmoniczných składowych. Przypuśćmy, iż, kierując się *śluchem*, chcemy znaleźć *wysokość* dźwięku, który struna wydaje (§ 80). Doświadczenie przekonywa nas o tem, że wysokość, stwierdzona przy pomocy słuchu, odpowiada liczbie drgań na sekundę tonu *zasadniczego*; gdy zwracamy szczególną uwagę na wysokość wypadkowego dźwięku, stajemy się widocznie wrażliwi przedewszystkiem na ton *zasadniczy*. Ta właściwość naszej uwagi tłumaczy natychmiast, dlaczego dwa dźwięki wysokości zgodnej lecz pochodzenia roz-

maitego mają zgoła odmienny charakter: tony *zasadnicze* tych dźwięków mają liczbę drgań jednakową, ale rodzaj, dobór i natężenie tonów harmonicznych *wyższych* są w nich widocznie niezgodne i niejednakowe. Widzimy obecnie, że do scharakteryzowania prostego tonu harmonicznego wystarczałaby liczba drgań na sekundę albo wysokość; lecz w dźwięku, który jest niemal zawsze zawitym splotem tonów składowych, tak zwana wysokość jest tylko pozorna, tyczy się bowiem tylko tonu zasadniczego, cechuje tylko ton zasadniczy. Od liczby, od doboru i stosunkowego natężenia pozostałych tonów składowych (t. j. tonów harmonicznych wyższych) zależy właściwość dźwięków, zwana *jakością* albo *barwą* ich *brzmienia*.

### § 85. O drganiu prętów.

Drgania sprężystych prętów i drgania strun wyprężonych odbywają się według praw napozór podobnych; dzieli je jednak ważna różnica. W pręcie drgającym czynna jest jego własna sprężystość; w wyprężonej strunie, jak wiemy, działa tylko narzucone napięcie. Dlatego drgania doskonałej struny mogą być tylko poprzeczne, drgania zaś pręta bywają bądź poprzeczne, bądź też podłużne.

Przypuśćmy, że unieruchomiliśmy koniec stalowego lub szklanego pręta; odchyliwszy drugi (swobodny) koniec pręta i wyzwalając go nagle, dostrzegamy, że pręt drga poprzecznie. Odkształcenie, któremu poddaliśmy pręt, jest *gięciem* (§ 31); w poprzecznych drganiach pręta objawiają się zatem sprężyste jego własności, które występują przy gięciu. Do tego typu zjawisk zbliżają się drgania widełek strojowych.



Rys. 113.

Wyobraźmy sobie, że widełki strojowe, dźwięcząc, wydają ton zasadniczy; drgania, które wówczas wykonywają, możemy zrozumieć ze schematycznego rys. 113-go, A. W miejscach  $w_1$  i  $w_2$  tworzą się węzły, w miejscach  $a$ ,  $b$ ,  $c$  tworzą się strzałki; końce  $b$  i  $c$  ramion drgają zatem przybliżenie poziomo, środek  $a$  drga przybliżenie pionowo; amplituda drgań środka  $a$  jest jednak znacznie mniejsza niż amplitudy końców  $b$  i  $c$ . Gdyby

widelki miały wydawać wyższe tony harmoniczne, musiałyby tworzyć się na nich, podczas drgań, węzły liczniejsze, jak to widzimy z rys. 113-go, *B*, w którym wyobrażono cztery węzły. Przy drganiach wielowęzłowych powstawałyby ostre łuki, do których ramiona widełek naginają się z trudnością; dlatego zrozumiałą jest rzeczą, że widelki strojowe wydają dźwięk, zazwyczaj bardzo zbliżony do czystego tonu zasadniczego.

O podłużnych drganiach prętów sprężystych wspomnieliśmy już w § 77-ym; widzieliśmy, że można wzbudzić fale głosowe stojące w kolumnie gazu, wywołując podłużne drgania sąsiedniego szklanego pręta. W tem doświadczeniu poddajemy pręt takiemu rodzajowi odkształceń, o jakich była mowa w §§ 26, 27 i 28-ym; w podłużnych drganiach pręta zdradzają się więc te jego sprężyste własności, które wychodzą najaw przy wyciąganiu.

Przypuśćmy, że obadwa końce pręta są swobodne. Jeżeli podczas drgań tworzy się jeden węzeł, w środku pręta, otrzymujemy ton zasadniczy ( $i = 1$ ); gdy utworzyły się dwa węzły (każdy w jednej czwartej długości pręta, licząc od najbliższego końca), otrzymujemy drugi ton harmoniczny ( $i = 2$ ). Rozumiejmy przez  $L$  długość pręta, przez  $c$  prędkość posuwania się w nim fali podłużnej, przez  $n$  liczbę drgań w sekundzie tonu harmonicznego  $i$ -go; mamy znowu, jak w § 84-ym

$$1. \quad n = ic/2L$$

Oznaczmy przez  $E$  moduł Younga (§ 27), przez  $D$  gęstość pręta; prędkość  $c$  posuwania się w pręcie fali podłużnej czyni zadosyć równaniu

$$2. \quad c^2 D = E$$

analogicznemu do równania (1) § 73-go. W ciałach stałych sprężystych prędkość  $c$  jest znaczna; w stali naprzykład wynosi 5300 m/sek, około 16 razy więcej niż w atmosferycznym powietrzu. Taka wysoka wartość prędkości  $c$  tłumaczy, dlaczego nawet zasadnicze tony prętów podłużnie drgających bywają zwykle ostre i przenikliwe, nieraz nawet dla naszego słuchu nieznośne.

Jeżeli drgania są mocne, przemieszczenia cząstek w strzałkach mogą być większe niż te, które wytwarzają się w wyciąganym pręcie pod wpływem ogromnych obciążeń; wydarza się nieraz, iż pręt szklany podłużnie drgający rozpada się w strzałkach na warstewki, mniej więcej prostopadłe do osi.

### Zadania.

1. W § 66-ym widzieliśmy, że dla każdego rodzaju drgań struny w doświadczeniu Meldego istnieje określona wartość napięcia, do takich drgań nieodzowna; wytłumacz ten fakt.

2. Struna o długości  $L$ , drgając poprzecznie, wydaje ton normalny  $la_3$ ; jaki ton wyda ta sama struna, tak samo napięta, gdy skrócimy jej długość do  $\frac{1}{2}L$ ? jaką musiałaby mieć długość (zawsze przy tem samym napięciu), ażeby wydawała ton  $sol_3$ ? Mówiąc o tonach, które struna wydaje, mamy tu zawsze na myśli ton zasadniczy.



3. Tę samą strunę wyprężamy najprzód działaniem ciężaru 4 Kg, następnie działaniem ciężaru 9 Kg. Znaleźć interwał tonów (zasadniczych), które struna w tych dwóch przypadkach wytwarza.

4. Wyraziwszy we właściwych jednostkach wielkości  $P$ ,  $q$ ,  $i$ ,  $L$ , wchodzące do formuły (7) § 84-go, przekonać się, że  $n$  z tejże formuły wypadnie podana w jednostce 1/sek, jak być oczywiście powinno.

5. Ton zasadniczy, który wydaje struna, odpowiada liczbie drgań 640 na sekundę; drgająca część struny ma długość 33 cm i masę  $\frac{1}{8}$  gr. Dowieść, że napięcie struny wynosi 6758400 dyn.

6. W drucie stalowym, gęstości 7.5 gr/cm<sup>3</sup>, prędkość posuwania się fali podłużnej wynosi 5300 m/sek; obliczyć moduł Younga.

7. Pręt stalowy, którego gęstość wynosi 7.5 gr/cm<sup>3</sup>, moduł zaś Younga ma wartość, podaną w § 27-ym, wprowadzamy w drgania podłużne; długość pręta równa się 132.5 cm. Znaleźć liczbę drgań kilku pierwszych tonów harmonicznyc, które pręt może wydawać oraz długość fali tych tonów, gdy biegną w powietrzu, w 0° C.

8. Pręt szklany  $CD$ , użyty w doświadczeniu Kundta (§ 77), ma 72 cm długości. Przyjmując dla szkła  $D = 3$  gr/cm<sup>3</sup>,  $E = 75 \times 10^{10}$  dyn/cm<sup>2</sup>, obliczyć długość figur pyłkowych, które utworzą się w powietrzu, w 0° C, pod ciśnieniem atmosferycznym.

### § 86. O drganiach własnych czyli swobodnych.

Prawami ruchu wahadła zajmowaliśmy się w §§ 63 i 64-ym tomu I-go; przypomnijmy sobie najważniejsze wnioski, które wynikają z ówczesnych wywodów. Jeżeli amplituda wahań jest mała, ich okres  $T$  zależy jedynie od długości wahadła i od przyspieszenia ciężkości. Gdyby nie było poddane wpływowi zakłóceń zewnętrznych, wahadło, wyprowadzone z położenia równowagi, wahałoby się bez końca, zawsze w okresie  $T$ , o którym przed chwilą wspomnieliśmy.

Bardzo małe wahania wahadła są szczególnym przypadkiem ruchu harmonicznego prostego; w tym ruchu obowiązują zasady podobne. Okres  $T$  ruchu harmonicznego prostego zależy od siły, która pociąga drgający punkt ku środkowi drgań (§§ 30 i 31 tomu I-go); jeżeli, oprócz tej siły, żadne inne nie działają na punkt, ruch harmoniczny prosty trwa wiecznie, w okresie  $T$  zupełnie niezmiennym.

W drganiach wyprężonej struny albo sprężystego pręta spełnione są prawa podobne, jakkolwiek są to układy nieporównanie zawilsze aniżeli wahadło lub punkt, ożywiony ruchem harmonicznym prostym. Okres małych drgań struny zależy od długo-

ści i od napięcia struny tudzież od jej linjowej gęstości (§ 84) ale nie zależy od sposobu, jakim wzbudziliśmy drgania; gdyby nie ta niezależność, gra na skrzypcach lub wiolonczeli byłaby niemożliwa. Okres niezbyt znacznych podłużnych drgań pręta zależy tylko od długości i gęstości pręta oraz od jego modułu Younga (§ 85); okres poprzecznych drgań pręta zależy podobnie od jego rozmiarów i gęstości oraz od jego sprężystych własności; dlatego ton kamertonu jest niezmienny i określony, dlatego posługujemy się kamertonem, gdy stroimy instrumenty muzyczne. Gdybyśmy mogli uwolnić strunę lub pręt od wpływów niezachowawczych, jak opory i tarcia, ciała te, wprowadzone w drganie, następnie zaś samym sobie pozostawione, drgałyby nieograniczenie długo, zawsze we właściwych, niezmiennych okresach.

Takie drgania nazywamy *swobodnemi* albo *własnemi* drganiami układów drgających. Jak widzimy, drgania swobodne, pod działaniem nawet jednorazowej pobudki, odbywają się, w układach *odosobnionych*, w okresach, zależnych *tylko* od budowy lub urządzenia układu.

### § 87. O drganiach wymuszonych.

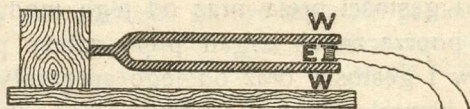
Bierzemy teraz na uwagę wprost przeciwny przypadek; przypuszczamy, że układ drgający pozostaje pod wpływem pewnej *siły zewnętrznej*, zatem nie jest odosobniony. Przebieg drgań zależy wówczas przede wszystkim od sposobu działania siły zewnętrznej. Jeżeli ta siła jest co do wartości i kierunku niezmienna, nie wywiera wpływu na drgania; widzimy naprzykład, że siła ciężkości nie przeszkadza i nie dopomaga drganiom strun, dzwonów lub widełek strojowych, które dźwięczą przeciw w polu tej siły. Jeżeli przeciwnie siła zewnętrzna zmienia się okresowo z czasem, wówczas wywiera ona wpływ ważny, niekiedy nawet rozstrzygający, na drgania.

Jak w § 31 ym tomu I-go, przypuśćmy, że materialny punkt  $m$  odbywa ruch harmoniczny prosty, umiejscowiony w prostej  $\pm Ox$ ; oprócz siły wewnętrznej niechaj działa na punkt  $m$ , w kierunku  $Ox$ , siła zewnętrzna  $A \cos kt$ . Stała  $k$  jest wówczas *częstotliwością* okresowej zmienności siły zewnętrznej; okres tej zmienności wynosi  $2\pi/k$ . Stała  $A$  jest *amplitudą* zmian siły zewnętrznej.

Przytaczamy niektóre przykłady przypadków, w których może być czynna perjodycznie chwiejna siła zewnętrzna. Takiej siły mogą dostarczać fale głosowe; uderzając o powierzchnię naprzykład blaszki fonografu lub telefonu, błony palnika Kōniga lub błony ucha ludzkiego, fale sprawiają ciśnienie, zmienne okre-

sowo i wprowadzają blaszkę lub błonę w drgania, jak o tem wspominaliśmy już kilkakrotnie.

Widelki strojowe, jeżeli zostały raz pobudzone, odbywają drgania swobodne; ale możemy periodycznie wywoływać w nich drgania, na przykład zapomocą

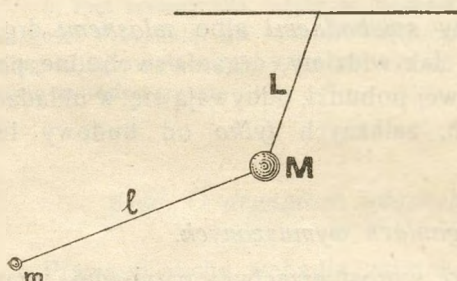


Rys. 114.

małego elektromagnesu  $E$  (rys. 114), umieszczonego pomiędzy ramionami widelki  $WW$ . Płynący przez elektromagnes prąd stały nie okazuje na drganie widelki żadnego działania; prąd przemienny może wpły-

wać na ton dźwięczących widelki; jak zobaczymy w artykule następnym, może całkowicie odmienić ten ton.

Przez nić swoją zwykłe wahadło może wywierać okresowo zmienną siłę.



Rys. 115.

Powracając do rys. 64-go tomu I-go, widzimy, że napięcie  $MN$  nici wahadła wynosi  $mg \cos \theta$  w oznaczeniach ówczesnych; napięcie to zmienia się więc okresowo. Wahadło  $m$ , o długości  $l$ , zawieszamy pod innym wahadłem  $M$ , którego długość jest  $L$  (rys. 115); podczas swych wahań wahadło  $M$  musi wówczas doznawać działania siły obcej, zakłócającej, która zmienia się okresowo.

Rozważmy, w jaki sposób odbywają się drgania w układzie, jeżeli działająca nań siła zewnętrzna zmienia się periodycznie. Zasada niezależności ruchów dopomaga nam w odpowiedzi na to pytanie. W układzie odbywają się wówczas *dwa rodzaje drgań*. Dochodzą w nim do skutku, po pierwsze, drgania *swobodne*, te same, które wynikają z gry sił wewnętrznych, bez udziału zewnętrznych zakłóceń. Pod jednoczesnym jednak wpływem wewnętrznych i zewnętrznych sił wytwarzają się po wtóre drgania, niezależne od swobodnych i niepodobne do nich; nazwiemy je *wymuszonymi* drganiami. Częstość drgań wymuszonych jest identyczna z częstością zmian siły zewnętrznej; drgania wymuszone idą zatem w takt siły obcej, odbywają się niejako pod jej komendą, dlatego zasługują na nazwę, którą im nadajemy. Odbywające się rzeczywiście w układzie drgania wynikają z dodawania się do siebie drgań swobodnych i wymuszonych czyli są ich

wypadkowemi. Wiemy jednak, iż w każdym układzie pracują wpływy niezachowawcze, rozmaite opory i tarcia; dzięki tym działaniom drgania swobodne zazwyczaj zamierają niebawem i giną, gdy tymczasem drgania wymuszone, ponieważ są zasilane nieustannie przez wpływ siły zewnętrznej, nie uspakajają się. Dlatego drgania wymuszone są ważniejsze niż swobodne; tylko one pozostają na widowni wydarzeń, gdy gra się i bieg drgań już są utrwalone. Gdy drgania swobodne umilkły, wówczas, pod naciskiem siły zewnętrznej, odprawiają się już tylko drgania wymuszone.

### § 88. Zjawiska rezonancji.

Częstość drgań swobodnych, jak wiadomo, jest istotną cechą drgającego układu; budowa układu, jego mechanizm rozstrzyga o tej częstości. Ale częstość drgań wymuszonych nie jest własnością układu, jest w nim przypadkowa i obca, albowiem równa się częstości wahaniasię siły zewnętrznej. Między pierwszą częstością a drugą niema więc związku. Częstość siły zewnętrznej może być większa lub mniejsza niż częstość drgań swobodnych; może także się zdarzyć, że jest jej równa. Ów wyjątkowy przypadek zasługuje na szczególną naszą uwagę.

Weźmy ponownie pod rozbiór drgania wymuszone, które układ odbywa pod wpływem siły zewnętrznej; ażeby poznać te drgania, zapytujemy o ich częstość i amplitudę. Częstość drgań wymuszonych, równa częstości zmian siły zewnętrznej, jest dana wyłącznie przez rytm jej chwiejności. Amplituda drgań, wymuszanych przez siłę zewnętrzną, stosuje się przedewszystkiem do amplitudy tej siły; ale zależy ona również od obu charakterystycznych częstości, od częstości drgań własnych i od częstości wahaniasię siły zewnętrznej. Jeżeli zachodzi szczególny przypadek, o którym przed chwilą wspomnieliśmy, jeżeli siła zewnętrzna waha się w tym samym przypadkowo rytmie, w którym (jak świadczą drgania swobodne) układ sam przez się jest skłonny kołysać się, wówczas działanie siły zewnętrznej, nie napotykaąc przeszkody, rozwija się w pełni; amplituda drgań może wówczas zwiększać się z czasem, układ może drgać coraz żywiej i żywiej; gdyby nie sprzeciwiały się opory i tarcia, układ mógłby rozedrgać się poprostu bezmiernie. Każdemu znane są podobne zjawiska, zwane *rezonancją* albo *oddźwiękiem*. Każdy

z nas widział, jak Galileusz, że «jeden człowiek, uderzeniami wymierzanemi w stosownych chwilach, może wprawić w znaczne wahania dzwon kościelny olbrzymi».

Przykłady wydarzania się rezonancji są niemal codzienne. Na równej drodze powóz zaczyna niekiedy drgać niezwykajnie; koń wstrząsa go w pewnym takcie, który zgadza się widocznie z taktem drgań własnych. Wagon może na resorach drgać niebezpiecznie, gdy uderzenia o końce szyn przypadają w pewnym stałym odstępie, równym okresowi drgań własnych. Przejeżdżając przez most wiszący, oddział konnicy powinien zawsze łącać swój prawidłowy ordynek; wydarzyło się niejednokrotnie, że drgania wymuszone, wywołane w moście, doprowadziły go do katastrofy. Jeżeli okres fal morskich jest bliski okresu własnych oscyllacyj okrętu, zataczania są niebezpieczne, jak o tem dobrze wiedzą doświadczeni marynarze. Górnemu wahadłu  $M$ , wyobrażonemu na rys. 115-ym, nadajmy masę dużą w stosunku do masy dolnego wahadła  $m$ ; długości  $L$  i  $l$  nici wahadeł uczynimy sobie równe; przekonamy się, że wahadło  $m$  może rozkołysać się znacznie, chociaż  $M$  porusza się słabo. W spostrzeżeniu, które przytoczyliśmy przed chwilą za Galileuszem, dzwon jest rodzajem zawiętego wahadła; okres tego wahadła zależy od sposobu zawieszenia a także od rozkładu w dzwonie masy spiżowej, ale w danym dzwonie, w pewien sposób zawieszonym, jest określony; gdy w odstępach czasu, równych temu okresowi, udzielamy układowi impulsów, wywołujemy drgania coraz bardziej rosnące.

Przytoczyliśmy tutaj przykłady rezonancji w mechanicznych zjawiskach; równie dobrze znane są wszystkim akustyczne przypadki oddźwięku. Rozmaite sprężyste płyty lub krążki (np. t. zw. *gongi*), a nawet niekiedy pospolite nasze kieliszki i dzwonki «odpowiadają» czyli odzywają się nagle, gdy w ich sąsiedztwie przebiega fala głosowa o dostatecznym natężeniu i o właściwej częstotliwości. Istnieje pewien gatunek świerszcza (*Grillus*), trzymający się mieszkań ludzkich; ostry ton, który wydaje organ strydulacyjny tego owadu, jest szczególnie niemiły, ponieważ liczba drgań tego tonu różni się zwykle nieznacznie od liczby drgań własnych błony ucha ludzkiego. Dobierając częstotliwość wahań się prądu, wzbudzającego elektromagnes  $E$  (rys. 114), w taki sposób, ażeby ta częstotliwość była zgodna z częstotliwością drgań własnych widełek  $W$ , możemy wprawić widełki w wybitne drgania rezonancyjne. Wszystkie te zjawiska są przypadkami oddźwięku; ale najlepszego w tej mierze przykładu dostarcza zachowanie się powszechnie znanych *pudełek drewnianych*, na których bywają rozpięte struny instrumentów smyczkowych: skrzypiec, wioli, wiolonczeli, kontrabas. Same przez się, dźwięki *strun* są słabe i ciche; bezpośrednim sprawcą dźwięków, które przypisujemy instrumentom smyczkowym, jest drganie rezonancyjnych ich pudeł oraz zawartych w nich warstw atmosferycznego powietrza. Dzięki swej zawiej budowie, pudła rezonancyjne instrumentów, wraz z uwieżeniem w nich powietrzem, mogą drgać w rozmaitych okresach, jak tego wymaga ich przeznaczenie. Układ i postać dzisiejszych rezonancyjnych pudełek znaleziono po wielu doświadczeniach i próbach, kierując się głównie artystycznym instynktem; za naszych czasów nauka wykazała, dlaczego one nadają się tak dobrze do przeznaczonej im roli.

Oznaczmy krótko przez  $F$  siłę zewnętrzną, przez  $M$  układ drgający. Wyrażaliśmy się dotychczas w taki sposób, jak gdyby

istniał tylko układ  $M$ , na który działa jakaś oderwana siła  $F$ . W istocie układ  $M$  znajduje się raczej wobec pewnego innego układu, powiedzmy  $N$ , który wywiera nań siłę  $F$ . Układ  $N$ , działając na  $M$ , doznaje od  $M$  przeciwdziałania, zgodnie z trzecią zasadą dynamiki. Gdy układ  $N$  wytwarza w układzie  $M$  drgania wymuszone, jednocześnie  $M$  wywołuje takie drgania w układzie  $N$ . Dzięki tym wzajemnym działaniom energia z jednego układu przepływa do drugiego układu. Przypuśćmy na chwilę, że układ  $M$  czerpie chciwie energję z układu  $N$ ; działanie układu  $N$  słabnie wówczas i może się zdarzyć, że strumień energii odwróci się: z układu  $M$  energia zaczyna powracać napowrót do  $N$ . Takie zjawiska dostrzegamy naprzykład na dwóch wahadłach jednakowej długości, które obok siebie zawiesiliśmy na poziomo rozpiętej grubej kauczukowej rurze.

Już w XVIII-em stuleciu zauważył Ellicott w Anglii, że dwa zegary, zaopatrzone w wahadła jednakowej długości, jeśli wiszą na tym samym pręcie, uspakajają się *naprzemian*: raz idzie jeden, to znowu drugi. Podobnie zachowują się dwie struny jednakowe, rozpięte na tem samem rezonancyjnym pudełku.

Ustawiamy naprzeciw siebie dwa kamertony:  $A$ ,  $B$ ; każdy jest umieszczony na rezonancyjnym pudełku. Przypuśćmy, że te kamertony są zestrojone dokładnie; ich tony zasadnicze mają ściśle tę samą wysokość. Pociągnąwszy smyczkiem po widełkach  $A$ , po chwili dotykamy ich palcem, przez co tłumimy ich drganie: słyszymy wówczas, że widełki  $B$  dźwięczą wyraźnie. Wyzwalamy widełki  $A$  i po chwili tłumimy drgania widełek  $B$ ; słyszymy wówczas ton, który wydają widełki  $A$ . Chociażby kamertony  $A$  i  $B$  znajdowały się w odległości kilku metrów od siebie, doświadczenie udaje się łatwo w zamkniętym pokoju; możemy zazwyczaj bez trudności odwracać kilka razy z kolei kierunek płynięcia energii: od  $A$  do  $B$  i znów od  $B$  do  $A$ .

## ROZDZIAŁ SIÓDMY.

### Rozszerzalność cieplna materji.

#### § 89. Rozszerzalność linjowa, powierzchniowa i sześcienna.

Wiemy z rozdziału drugiego, że ciała materialne rozszerzają się, niemal wszystkie, gdy ich temperatura się podnosi i że kurczą się wówczas napowrót, skoro temperatura opada. Taką własność ciał nazywamy ich *cieplną rozszerzalnością*; pokrótce zajmiemy się nią w niniejszym rozdziale.

Ustanowiliśmy już tymczasowo podział ciał materialnych na stałe, ciekłe i gazowe. Podział ten wprawdzie jest dość powierzchniowy, lecz może nam przecież dopomóc do uchwycenia niejakiego porządku w dziedzinie zjawisk, którym chcemy się przyrzyć. Będziemy więc mówili z kolei o cieplnej rozszerzalności ciał stałych, cieczy i gazów. Zobaczymy, że i w tej dziedzinie stany skupienia materji różnią się od siebie naogół dość znacznie; gazy rozszerzają się zazwyczaj o wiele więcej niż pospolite ciecze; ciecze rozszerzają się przeważnie znacznie anizeli ciała stałe. Ale i te różnice, jak przekonamy się o tem w późniejszym rozdziale, nie są bynajmniej istotne.

*Objętość* płynu (t. j. cieczy lub gazu), w stanie równowagi, zależy od ciśnienia wywieranego na płyn oraz od temperatury. Jeżeli ciśnienie jest stałe, objętość płynu zależy tylko od temperatury; szukając praw tej zależności, badamy t. zw. *sześcienną* rozszerzalność cieplną ciał płynnych. *Postać* płynu zależy natomiast nietylko od zewnętrznego ciśnienia i od temperatury, lecz również od ubocznych okoliczności, na przykład od kształtu naczynia, w którym płyn jest zawarty; dlatego o zależności postaci płynu od temperatury niepodobna jest mówić. Inaczej mają się rzeczy w ciałach stałych, t. zw. sprężystych; w tych ciałach nie-

tylko objętość lecz również i postać zależy od działania ciśnień lub ciągnięć zewnętrznych a nadto od temperatury. Jeżeli zewnątrz wywierane są siły niezmiennie, rozmiary linjowe oraz pole zewnętrznej powierzchni ciała stałego zależą tylko od temperatury. Szukając praw tej zależności, badamy t. zw. *linjową* albo też *powierzchnową* rozszerzalność cieplną ciała stałego; sześcienna rozszerzalność ciała, jak zobaczymy, wynika łatwo z linjowej.

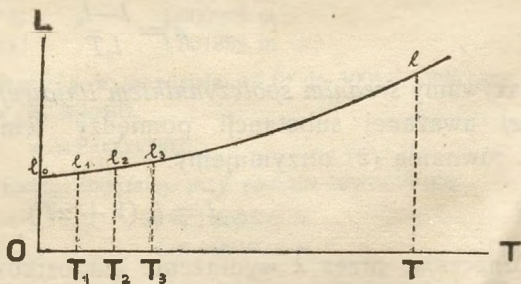
### § 90. Rozszerzalność linjowa ciał stałych.

Mamy pręt  $A$ , jednolity, wyrobiony z ciała stałego izotropowego; ogrzewamy go jednostajnie do rozmaitych temperatur. Mierzmy długość  $l$  pręta w każdej temperaturze  $T$ ; temperatury mierzymy jednocześnie termometrem rtęciowym. Przypuśćmy, że w temperaturach  $0^\circ\text{C}$ ,  $1^\circ\text{C}$ ,  $2^\circ\text{C}$  i t. d. pręt  $A$  ma długość  $l_0$ ,  $l_1$ ,  $l_2$  i t. d.; w dowolnej temperaturze  $T$  ma długość  $l$ . Różnice

$$l_1 - l_0, l_2 - l_0, \dots, l - l_0$$

wyrażają *wydużenia*, których pręt doznaje, gdy temperatura od  $0^\circ\text{C}$  podnosi się do  $1^\circ\text{C}$ , do  $2^\circ\text{C}$  i t. d., wreszcie do  $T$ . Wyniki takie przedstawiają się jasno w postaci geometrycznej lub, jak często mawiamy, *graficznej*. Poprowadźmy w płaszczyźnie osi  $OT$  i  $OL$ , wzajemnie prostopadłe do siebie (rys. 116). Na osi odciętych  $OT$  odkładamy odcinki  $OT_1, OT_2, \dots$ , które (w dowolnej skali) wyobrażają temperatury  $1^\circ\text{C}, 2^\circ\text{C}, \dots$ ; odcinki  $OT_1, T_1T_2, T_2T_3, \dots$  wyobrażają wówczas *zmiany temperatury* o jeden stopień skali termometrycznej.

W punktach  $T_1, T_2, \dots$  prowadzimy proste, równoległe do osi rzędnych  $OL$ ; odmierzamy na nich, w dowolnej skali, odcinki  $T_1l_1, T_2l_2, \dots$ , które mają wyobrażać długości  $l_1, l_2$  i t. d.; na osi  $OL$  odmierzamy jeszcze  $l_0$ .



Rys. 116

Punkty  $l_0, l_1, l_2, \dots$  tworzą, jak przypuszczamy, krzywą ciągłą  $l_0l$ , która wyobraża geometrycznie rozszerzalność cieplną pręta  $A$  i pozwala ją objąć jednym spojrzeniem. Gdyby naprzykład  $l_0l$  oka-



zała się linją prostą, powiedzielibyśmy, że wydłużenia (1) są proporcjonalne do zmian temperatury. Doświadczenie nie daje jednak zazwyczaj takiego wyniku. Otrzymujemy najczęściej linję  $l_0l$  zakrzywioną, wklęsłą ku górze (rys. 116); wydłużenia (1) rosną zatem szybciej z podnoszeniem się temperatury niż gdyby były do zmian temperatury proporcjonalne.

Zamiast pręta  $A$ , ogrzewamy do tych samych temperatur inny pręt  $B$ , wyrobiony z tej samej substancji, lecz w  $0^\circ\text{C}$  dwa razy dłuższy niż  $A$ . Zamiast długości  $l_0, l_1, l_2, \dots$  będziemy teraz mieli  $2l_0, 2l_1, 2l_2, \dots$ ; pręt  $B$  zachowa się jak dwa tuż za sobą położone pręty  $A$ . Zamiast wydłużeń (1) otrzymamy więc dwa razy większe; gdybyśmy posłużyli się prętem  $C$ , wyrobionym z tej samej substancji jak  $A$  oraz  $B$  i gdyby w  $0^\circ\text{C}$  długość pręta  $C$  była trzy razy większa niż długość pręta  $A$  w tejże temperaturze, otrzymalibyśmy wydłużenia trzy razy większe. Uważajmy teraz, zamiast prętów  $A, B, C$  i t. d., raczej *substancję* czyli gatunek materji, z którego one są wyrobione. Istotną miarą cieplnej rozszerzalności substancji między  $0^\circ\text{C}$  a temperaturą  $T$  nie jest wydłużenie  $l-l_0$ , które spostrzegamy w jej egzemplarzu  $A$  ani wydłużenie  $2(l-l_0)$ , które obserwujemy w  $B$  ani żadne z pozostałych wydłużeń; one wszystkie zależą od indywidualności pręta. *Jednostkowe* natomiast *wydłużenie*, czyli stosunek  $(l-l_0)/l_0$ , jest dla  $A, B, C, \dots$  jednakowe: ono zatem jest miarą szukaną. Podzielmy to jednostkowe wydłużenie przez liczbę  $T$ ; otrzymamy iloraz niezależny od wyboru jednostek długości, w których  $l$  i  $l_0$  są wyrażone; iloraz ten  $\kappa$ :

$$2. \quad \kappa = \frac{l-l_0}{l_0 T}$$

nazywamy *średnim współczynnikiem linjowej rozszerzalności cieplnej* uważanej substancji pomiędzy temperaturami  $0^\circ\text{C}$  i  $T$ . Z równania (2) otrzymujemy:

$$3. \quad l = l_0 (1 + \kappa T).$$

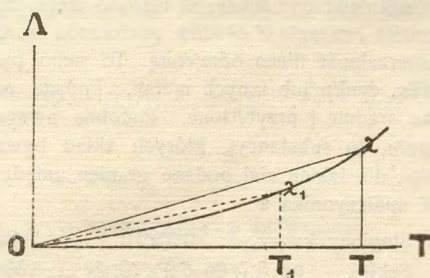
Oznaczając przez  $\lambda$  wydłużenie jednostkowe, mamy

$$4. \quad \kappa = \lambda/T.$$

Wyobrażając zależność wydłużenia jednostkowego  $\lambda$  od temperatury  $T$  graficznie, otrzymujemy krzywą  $O\lambda$ , przedstawioną na rys. 117-ym. Średni współczynnik rozszerzalności  $\kappa$  pomiędzy  $0^\circ\text{C}$

a  $T$  wyraża się, podług równania (4), jako stosunek  $T\lambda/OT$  czyli jako tang  $TO\lambda$  na rys. 117-ym. Biorąc na uwagę inny przedział

temperatur, np. od  $0^\circ\text{C}$  do  $T_1$ , otrzymalibyśmy w tym przedziale inny średni współczynnik  $\kappa_1$ , który wyraża się jako tang  $T_1O\lambda_1$  na rys. 117-ym. Gdy temperatura  $T_1$  jest niższa niż  $T$ , wówczas, jak widzimy, mamy  $\kappa_1 < \kappa$ ; lecz gdyby  $l_0l$  na rys. 116-ym, a zatem także  $O\lambda$



Rys. 117.

na rys. 117-ym, były linjami prostymi, mielibyśmy  $\kappa_1 = \kappa$ , współczynnik  $\kappa$  byłby wówczas niezależny od temperatury czyli *stały*. Dla ogromnej większości ciał stałych linie  $l_0l$  i  $O\lambda$  są krzywe a nie proste; ale rysując je nawet w największej skali, na jaką pozwala dokładność pomiarów, przekonalibyśmy się, że linie te są naogół bardzo *slabo* wygięte. Zadawalniając się pierwszym przybliżeniem, możemy zatem poczytywać współczynnik  $\kappa$  za stały, od  $T$  niezależny; innymi słowami, możemy przypuszczać, że wzór (3) stosuje się pomiędzy  $0^\circ\text{C}$  a dowolną temperaturą  $T$ , przyczem  $\kappa$  ma wartość zawsze tę samą.

Objaśniamy powyższe uwagi następującym przykładem. Wyobraźmy sobie pręt, wyrobiony z czystej platyny; jego długość  $l_0$  w  $0^\circ\text{C}$  wynosi 1 metr. Gdy ogrzewamy ten pręt, okazuje on długość następującą:

w $0^\circ\text{C}$ . . . . .	1·000000 m
w $50^\circ\text{C}$ . . . . .	1·000448 m
w $100^\circ\text{C}$ . . . . .	1·000902 m
w $200^\circ\text{C}$ . . . . .	1·001829 m

Średni współczynnik rozszerzalności  $\kappa$  w przedziale od  $0^\circ$  do  $100^\circ\text{C}$ , obliczony według powyższego równania (2), wypada

$$\kappa = 0\cdot00000902$$

Posługując się tą średnią wartością, obliczamy przy pomocy równania (3):

w $50^\circ\text{C}$ . . . . .	$l = 1\cdot000451$ m
w $200^\circ\text{C}$ . . . . .	$l = 1\cdot001804$ m

Wartości te różnią się nieznacznie od wyżej przytoczonych obserwowanych wartości.

W następującej tabelicy podajemy średnie wartości współczynników linowej rozszerzalności niektórych substancji pomiędzy  $0^\circ$  a  $100^\circ\text{C}$ . Ażeby zdać sobie sprawę ze znaczenia tych wartości, wyobraźmy sobie, że mamy kilka różnych okazów naprzykład miedzi. Jeżeli miedź w tych okazach jest czysta, są one

chemicznie identyczne; lecz, gdy je przyrządzano, posługiwano się może różnemi sposobami mechanicznego postępowania, np. kuciem, klepaniem, walcowaniem, wyciąganiem; być może, iż topiono metal lub osadzano go elektrolitycznie. Taka rozmaita przeszłość okazów pozostawia w nich ślady trwałe; okazy mogą mieć rozszerzalność nieco odmienną. To samo powiedzielibyśmy o różnych okazach żelaza, cynku lub innych metali. Podane zatem w tablicy wartości mogą być tylko średnie i przybliżone. Podobna uwaga stosuje się, w wyższym jeszcze stopniu, do substancyj, których skład bywa rozmaity, jak np. stal, mosiądz, szkło; dla takich ciał podano granice, między którymi zawiera się zwykle wartość współczynnika  $\alpha$ .

Stopiony kwarc:	$0.5 \times 10^{-6}$	Miedź:	$16.7 \times 10^{-6}$
Szkło:	od $5.7$ do $8.9 \times 10^{-6}$	Mosiądz:	od $18.3$ do $19.6 \times 10^{-6}$
Żelazo:	$12 \times 10^{-6}$	Srebro:	$19.0 \times 10^{-6}$
Stal:	od $10.6$ do $12.4 \times 10^{-6}$	Cynk:	$29.0 \times 10^{-6}$

Drewno jest wybitnie anizotropowe; okazuje ono linjową rozszerzalność o wiele większą w kierunku poprzecznym do włókien aniżeli w kierunku podłużnym.

### § 91. Rozszerzalność sześcienna ciał stałych.

Wyobraźmy sobie ciało stałe, którego masa jest niezmienna; objętość ciała w temperaturze  $0^\circ \text{C}$  wynosi  $V_0$ , w innej zaś (wyższej) temperaturze  $T$  wynosi  $V$ . Różnica  $V - V_0$  jest *rozszerzeniem* ciała, towarzyszącem podniesieniu temperatury od  $0^\circ \text{C}$  do  $T$ . Rozszerzenie  $V - V_0$  jest proporcjonalne do  $V_0$ ; zatem nie ono samo lecz *jednostkowe rozszerzenie*  $(V - V_0)/V_0$  jest właściwą miarą sześcienną rozszerzalności cieplnej gatunku materji, z którego uważane ciało jest wyrobione. Tworząc następujący iloraz, który oznaczamy przez  $\alpha$ :

$$1. \quad \alpha = \frac{V - V_0}{V_0 T}$$

nazywamy go *średnim współczynnikiem sześcienną rozszerzalności cieplnej* badanej substancji pomiędzy temperaturami  $0^\circ \text{C}$  i  $T$ ; iloraz ten jest niezależny od wyboru jednostek objętości, w których wyrażamy  $V$  i  $V_0$ . Z równania (1) otrzymujemy:

$$2. \quad V = V_0 (1 + \alpha T).$$

Weźmy na uwagę sztabę prostopadłościenną, wyrobioną z uważanej substancji i przypuśćmy, że w temperaturze  $0^\circ \text{C}$  sztaba ta miała długość  $a_0$ , wysokość  $b_0$ , szerokość  $c_0$ ; mamy zatem

$$3. \quad V_0 = a_0 b_0 c_0$$

Ogrzewamy teraz sztabę do temperatury  $T$ . Jeżeli  $a$ ,  $b$ ,  $c$  oznaczają długość, wysokość i szerokość sztaby w temperaturze  $T$  i jeżeli  $\alpha$  jest średnim współczynnikiem rozszerzalności linjowej pomiędzy  $0^{\circ}\text{C}$  a  $T$ , mamy

$$4. \quad a = a_0(1 + \alpha T) \quad ; \quad b = b_0(1 + \alpha T) \quad ; \quad c = c_0(1 + \alpha T)$$

oraz nadto

$$5. \quad V = abc$$

Z równań (2), (3), (4) i (5) wyprowadzamy z łatwością

$$6. \quad \alpha T = 3\alpha T + 3\alpha^2 T^2 + \alpha^3 T^3$$

Jak w poprzednim artykule widzieliśmy, współczynnik  $\alpha$  jest zwykle tak mały, że, dla niezbyt znacznych wartości liczby  $T$ , wolno najczęściej zaniedbać wyrazy  $3\alpha^2 T^2$  i  $\alpha^3 T^3$  wobec  $3\alpha T$ . Otrzymujemy zatem w tem przybliżeniu

$$7. \quad \alpha = 3\alpha$$

Znając współczynnik rozszerzalności linjowej, możemy obliczyć współczynnik rozszerzalności sześcienniej.

Ponieważ masa  $M$  ciała, które ogrzewamy, pozostaje niezmienna, objętość zaś  $V$  rośnie, przeto średnia gęstość  $D$  ciała (tom I, § 103) zmniejsza się przy ogrzewaniu. Rozumiejąc przez  $D_0$  i  $D$  średnią gęstość ciała w  $0^{\circ}\text{C}$  i w temperaturze  $T$ , mamy

$$8. \quad M = V_0 D_0 = VD$$

skąd, wobec równania (2), wyprowadzamy

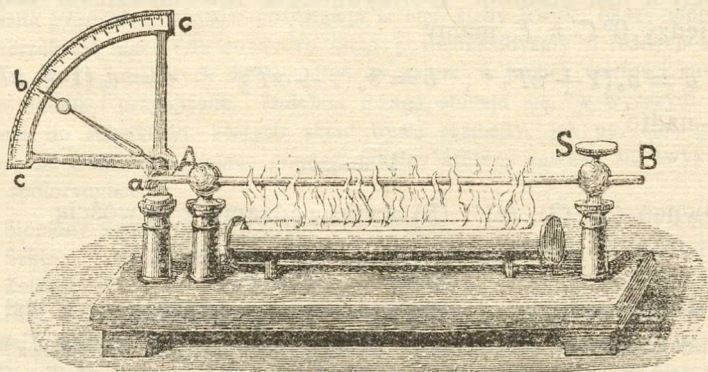
$$9. \quad D = \frac{D_0}{1 + \alpha T}$$

### § 92. O sposobach mierzenia rozszerzalności ciał stałych.

W zbiorach szkolnych przyrządów, służących do objaśniania nauki fizyki, znajdujemy nieraz aparat, przedstawiony na rys. 118-ym. Pręt metalowy  $AB$ , przyciśnięty w pobliżu końca  $B$  śrubą  $S$ , rozszerza się, gdy go ogrzewamy; drugim swym końcem  $A$  działa on wówczas na zgiętą pod kątem prostym dźwignię  $ab$ ; drobne przesunięcie ramienia  $a$  sprawia oczywiście znaczne przemieszczenie wskazówki  $b$  wzdłuż skali  $cc$ .

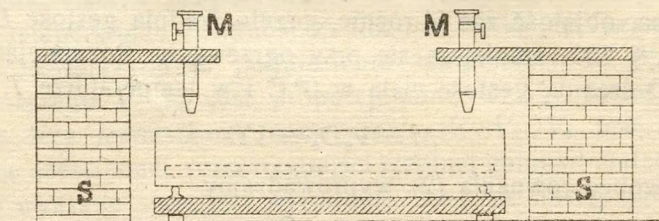
Moglibyśmy łatwo powiększyć czułość tego przyrządu; lecz jego wady leżą gdzieindziej. Temperatura, do której ogrzewa się pręt  $AB$ , jest nieokre-

ślona, zmierzyć ją trudno; niema przytem pewności, czy urządzenie miernicze *abcc* podczas doświadczenia nie ogrzewa się również. Od takich zarzutów wolna jest metoda Ramsdena (1785), udoskonalona w Biurze Międzynarodowem Miar



Rys. 118.

i Wag w Sèvres, pod Paryżem; wskażemy tutaj ogólnikowo główną myśl tego postępowania. Wyobraźmy sobie dwa nieruchome słupy *S, S* (rys 119), do których przytwierdzone są mikroskopy *M, M*; pod mikroskopami, w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rysunku, mogą przesuwac się po szynach dwie sztaby,



Rys. 119.

umieszczone w stosownych kąpielach; kąpiele te mają zapewniać temperatury wiadome i stałe. Jedna sztaba znajduje się w  $0^{\circ}\text{C}$ ; ta jest normalnym wzorcem długości; zmieniamy dowolnie temperaturę drugiej sztaby, której rozszerzalność badamy. Na sztabach wryte są poprzeczne cienkie kreski, które obserwujemy w polu widzenia mikroskopów. Okulary mikroskopów są poziomo przesuwalne przy pomocy śrub mikrometrycznych; dzięki temu urządzeniu możemy mierzyć dokładnie drobne poziome przemieszczenia we wspomnianych okularach.

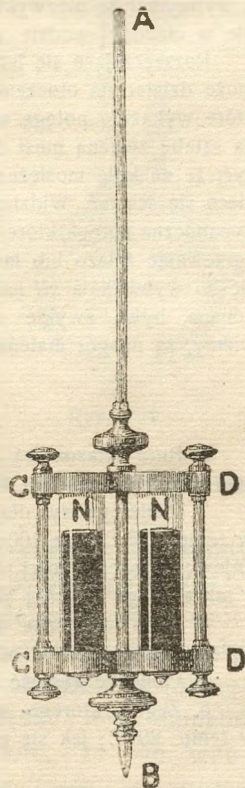
### § 93. Przykłady i zastosowania.

Nauka o cieplnej rozszerzalności ciał stałych ma wiele zastosowań w życiu praktycznym; musimy liczyć się z nią również

codziennie w naukowych badaniach. Przebiegniemy tutaj pokrótce niektóre przykłady.

Wyobraźmy sobie most stalowy o długości 500 m. Nieprzerwany pręt stalowy, tej długości, w temp.  $30^{\circ}\text{C}$  byłby mniej więcej o 27 cm dłuższy aniżeli w temp.  $-20^{\circ}\text{C}$  (§ 90); zakończeniu mostu musimy zatem pozostawić pewną swobodę przemieszczeń, pragnąc, ażeby on nie wykrzywił się podczas upałów i nie garczył się niebezpiecznie w razie mrozu. Podobne uwagi stosują się do rur gazowych, wodociągowych i t. p. Obręcze bywają naciągane «na gorąco» na koła; rozchylone mury budynków wyprostowywano niekiedy, działając na nie rozgrzanymi żelaznami sztabami, które kurczyły się, stygnąc. Przy jednakowym ogrzaniu miedź, jak już wiemy, rozszerza się znacznie aniżeli żelazo, z tej okoliczności technika często korzysta przy budowie rozmaitych fabrycznych urządzeń. Rozszerzalność szkła różni się zwykle niewiele od rozszerzalności platyny; naczynie szklane, do którego wtopiono platynowy drucik, nie przestaje zatem być szczelne (gdy stygnie) w miejscu zetknięcia platyny i szkła.

Przypuśćmy, że wahadło, wyrobione z mosiądzu, ma w  $0^{\circ}\text{C}$  długość  $L$ ; w temp.  $10^{\circ}\text{C}$  ma wówczas długość  $1\cdot00019L$ . Oznaczmy przez  $T$  okres wahań wahadła w  $0^{\circ}\text{C}$ ; w temp.  $10^{\circ}\text{C}$  okres wahań, według § 63-go tomu 1-go, wyniesie  $1\cdot000095T$ ; zegar w tej temperaturze będzie więc szedł powolniej; opóźnienie wyniesie przeszło 8 sek. w przeciągu doby t. j. prawie minutę po upływie tygodnia. Od podobnych zakłóceń staramy się być wolni, budując t. zw. *kompensacyjne* wahadła; rys. 120 objaśnia urządzenie prostego typu takiego wahadła. Przypuśćmy, że temperatura otaczającego powietrza podnosi się; dla jasności wyobraźmy sobie, że najprzód ogrzewa się mosiężny pręt  $AB$  wraz z (mosiężną również) oprawą  $CCDD$ ; długość tych części przyrządu powiększa się wówczas. Przypuśćmy teraz, że ogrzewa się również i rtęć w naczynkach  $NN$ ; powierzchnie jej słupków podnoszą się. Masę rtęci w naczynkach oraz rozmiary mosiężnych części przyrządu możemy tak dobrać, że długość *skuteczna*, od której zależy okres wahań, pozostaje mimo ogrzania *niezmienna*.



Rys. 120.

Na powyższym przykładzie widzimy, że przy ścisłych pomiarach musimy liczyć się z ciepłą rozszerzalnością skal mierniczych, naczyń (stanowiących wzorce pojemności) oraz wszelkich wogóle ciał, którymi posługujemy się wówczas. Wynikającą stąd pewną zawilkość możemy nieraz znacznie złagodzić dzięki odkryciu, którego w r. 1897 dokonał fizyk francuski Guillaume. Uczony ten spostrzegł, że *stal niklowa*, zawierająca na 1 kg całkowitej masy 361 gr niklu, okazuje wyjątkowo małą rozszerzalność w zakresie od  $0^{\circ}\text{C}$  do  $200^{\circ}\text{C}$ , mianowicie 12 razy mniejszą niż rozszerzalność stali bez

niklu, 14 razy mniejszą niż rozszerzalność czystego niklu. Z takiej zatem stała niklowej, którą Guillaume nazwał *inwarem*, można wyrabiać mało rozszerzalne skale, wahadła i inne wzorce, które przy dokładnych pomiarach oddają znaczne usługi.

Każdemu wiadomo, jak często pęka grubościennie szklane naczynie, gdy ogrzewamy je nagle; chłodne warstwy szkła nie mogą nadążyć za rozszerzającymi się gorącymi. To nam tłumaczy, dlaczego kolby, retorty i próbówki chemików są cienkościennie. Od niejakiego czasu wchodzi w użycie naczynia, wyrabiane z krzemionki lub stopionego kwarcu, niekiedy z różnych borokrzemianów. Rozszerzalność naczyń kwarcowych jest bardzo nieznaczna (por. § 90) a wytrzymałość niezwykła; mocno rozgrzane kwarcowe naczynie, zanurzone nagle w chłodnej wodzie, nie pęka.

Rozszerzające się lub kurczące się, skutkiem zmian temperatury, ciało stałe może działać na otoczenie siłami olbrzymimi; łatwo obmyśleć doświadczenia, które wykazują potęgę występujących tu skutków. Wiemy z rozdz. III-go, że na sztabę żelazną musi działać ciągnienie ogromne, ażeby ją oleniać wydużyć; że na kulę mosiężną musi być wywarte ciśnienie olbrzymie, jeżeli kula ma nieco się ścisnąć. Widzimy zatem, że w kilogramie węgla lub nafty utajona jest dynamiczna potęga, której przyciąganie ziemi ani nasze mięśnie rozwinąć nie mogą; ogrzewając żelazo lub mosiądz w płomieniu węgla lub nafty, możemy je zmusić do wywierania sił nadzwyczajnych. Ale *praca*, która wówczas zostaje wykonana, bywa zwykle stosunkowo niewielka, albowiem przemieszczenia, jak wiemy, są naogół małe.

#### Zadania.

1. Rura żelazna ma 3 m długości w  $10^{\circ}\text{C}$ ; jaką długość przybierze, gdy przepuszczać przez nią będziemy parę wodną o temperaturze  $100^{\circ}\text{C}$ ?

2. Zmierzywszy długość pewnej skali mierniczej, znaleźliśmy: 99.98 cm w temp.  $10^{\circ}\text{C}$  oraz  $100.02\text{ cm}$  w temp.  $40^{\circ}\text{C}$ . Przypuszczając, że współczynnik linjowej rozszerzalności skali nie zależy od temperatury, obliczyć jego wartość \* a także długość, którą skala przybrałaby w  $0^{\circ}\text{C}$ .

3. Płyta miedziana ma 10 cm długości i 10 cm szerokości w temp.  $0^{\circ}\text{C}$ ; obliczyć pole w  $50^{\circ}\text{C}$  powierzchni, które w  $0^{\circ}\text{C}$  wynosiło  $100\text{ cm}^2$ .

4. Obliczyć gęstość miedzi, żelaza i platyny w  $100^{\circ}\text{C}$  (por. § 103 t. I-go).

5. Zegar, którego wahadło jest wyrobione z mosiądzu, idzie dokładnie w temp.  $20^{\circ}\text{C}$ ; jak się zachowa, gdy temperatura obniży się do  $0^{\circ}\text{C}$ .

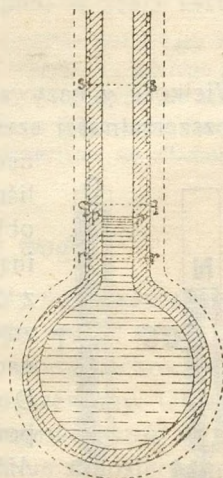
#### § 94. Rozszerzalność ciał ciekłych.

Sześcienną rozszerzalność ciał ciekłych wyrażamy zapomocą takich samych pojęć, jakie posłużyły nam do ilościowego ujęcia zjawisk sześciennej rozszerzalności ciał stałych. Wzory zatem (1) i (2) § 91-go możemy zastosować do ciał ciekłych, podobnie jak w powołanym artykule stosowaliśmy je do ciał stałych.

Powróćmy do doświadczenia, które opisaliśmy w § 12-ym.

Spory balon szklany, zakończony długą i cienką szyjką (rys. 121), jest napełniony alkoholem, w temp.  $0^{\circ}\text{C}$ , aż do poziomu  $pp$ . Ogrzewamy przyrząd do temperatury  $T$ ; zarówno ścianki balonu jak alkohol ogrzewają się wówczas i po pewnym czasie przybierają temperaturę  $T$ . Dla wygody rozumowania dzielimy zjawisko w myśli na dwa wydarzenia kolejne.

Przypuszczamy po pierwsze, że ogrzewa się tylko powłoka balonu; jego pojemność zwiększa się wówczas, jak wskazuje na rys. 121-ym obwód kropkowany. Na szyjce balonu wyryta jest podziałka; przypuśćmy, że kreska  $pp$  tej podziałki posunęła się do  $qq$  wskutek ogrzania i rozszerzenia się balonu. Ponieważ pojemność balonu zwiększa się wskutek tego rozszerzenia, zatem powierzchnia alkoholu opadłaby, np. do  $rr$ , gdyby ogrzała się tylko szklana powłoka, alkohol zaś pozostał w  $0^{\circ}\text{C}$ . Przypuszczamy teraz po wtóre, że ogrzewa się również alkohol; jego objętość rośnie, powierzchnia cieczy podnosi się do  $ss$ . Rzeczywiste rozszerzenie alkoholu wynosi  $rrss$ ; natomiast  $qqss$  będzie *pozornym* rozszerzeniem, które odczytamy na podziałce przyrządu.



Rys. 121.

Balon, służący do pomiarów, o których mówiliśmy, nazywamy *dylatometrem*. Oznaczmy przez  $V_0$  pojemność dylatometu, w  $0^{\circ}\text{C}$ , zmierzoną aż do kreski  $pp$ . Przez  $\alpha$  rozumiemy średni współczynnik sześciennej rozszerzalności badanego ciała ciekłego między  $0^{\circ}\text{C}$  a  $T$ ; przez  $\beta$  średni współczynnik sześciennej rozszerzalności naczynia dylatometrycznego pomiędzy temi samemi temperaturami. Wyobraźmy sobie na chwilę, że we wnętrzu naczynia, zamiast cieczy, znajduje się ciało, wyrobione z substancji naczynia i przylegające ściśle do jego ścian; ciało to w  $0^{\circ}\text{C}$  miałoby objętość  $V_0$ , w temperaturze  $T$  miałoby objętość  $V_0(1 + \beta T)$ . Odrzucając zalegające w balonie ciało fikcyjne, wnosimy, że pojemność dylatometu, między  $0^{\circ}\text{C}$  a  $T$ , rośnie w stosunku 1 do  $1 + \beta T$ . Użyta do doświadczenia masa cieczy zajmuje w  $0^{\circ}\text{C}$  objętość  $V_0$ , w temperaturze  $T$  zajmuje  $V_0(1 + \alpha T)$ . Tę drugą objętość mierzymy w naczyniu, którego pojemność



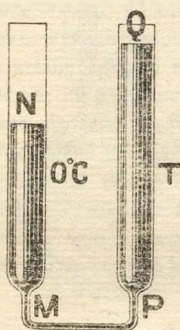
wzrosła w stosunku 1 do  $1 + \beta T$ ; objętość cieczy wyda nam się zatem napozór

$$1. \quad = V_0 \frac{1 + \alpha T}{1 + \beta T} \quad \text{lub przybliżenie} = V_0 [1 + (\alpha - \beta)T]$$

Kładąc  $\gamma = \alpha - \beta$ , wyrażamy więc pozorną objętość  $V$ , zajmowaną przez ciecz w temperaturze  $T$ , zapomocą wzoru

$$2. \quad V = V_0 (1 + \gamma T).$$

Wielkość  $\gamma$  nazywamy średnim współczynnikiem *pozornej* cieplnej rozszerzalności sześcienniej ciała ciekłego, badanego w pewnym naczyniu. Jeżeli znamy  $\beta$ , wartość zaś  $\gamma$  zmierzylimy zapomocą dylatometru, możemy wówczas obliczyć  $\alpha$ . Częściej postępujemy przeciwnie: skądinąd znając  $\alpha$ , wyprowadzamy raczej wartość  $\beta$  z dylatometrycznych spostrzeżeń. Czy możemy zmierzyć współczynnik  $\alpha$  metodą, z której wpływ naczyń (zawierających ciecz) byłby wyrugowany? Dulong i Petit w r. 1816-ym wykonali takie pomiary. Wyobraźmy sobie dwie kolumny cieczy  $MN$  i  $PQ$  (rys. 122), które łączą się ze sobą cienką ciekłą nitką, zawartą we włoskowatej rurce  $MP$ . Gdyby układ  $NMPQ$  miał temperaturę jednostajną, np.  $0^\circ \text{C}$ , powierzchnie  $N$  i  $Q$  leżałyby



Rys. 122.

w tym samym poziomie (§ 38). Przypuśćmy jednak, że, pozostawiając  $MN$  w  $0^\circ \text{C}$ , utrzymujemy kolumnę  $PQ$  w wyższej temperaturze  $T$ . Gęstość  $D$  cieczy w kolumnie  $PQ$  będzie wówczas mniejsza niż gęstość  $D_0$  w kolumnie  $MN$  (§ 91); powierzchnia  $Q$  będzie więc stała wyżej niż powierzchnia  $N$  (§ 42). Oznaczając przez  $h$  i  $h_0$  wysokości powierzchni  $Q$  oraz  $N$  ponad osią poziomej rurki  $MP$ , mamy podług równań (2) § 42-go oraz (9) § 91-go:

$$3. \quad \frac{h}{h_0} = \frac{D_0}{D} = 1 + \alpha T;$$

zmierzwszy  $h$ ,  $h_0$  oraz  $T$ , możemy zatem obliczyć  $\alpha$ . Taka jest zasada metody, którą Regnault (1847) a następnie inni uczeni znacznie udoskonaili.

Przytaczamy niektóre wyniki tych badań. Liczby tablicy wyrażają średnie współczynniki (prawdziwej) sześcienniej rozszerzalności pomiędzy  $0^\circ$  a  $100^\circ \text{C}$ , za wyjątkiem wartości, podanej dla ołowiu; ta wartość wyraża średni współczynnik między  $325^\circ$  a  $357^\circ \text{C}$ .

Stopiony ołów: . . . $1.29 \times 10^{-4}$	Nafta: . . . . . $9.6 \times 10^{-4}$
Rtęć: . . . . . 1.82 „	Alkohol etyl.: . . . 11.0 „
Gliceryna: . . . . . 5.00 „	Eter etylowy: . . . 16.2 „

Spółczynniki te są znacznie większe niż potrojone współczynniki linowej rozszerzalności ciał stałych (§§ 91 i 90). Rtęć, jak widzimy, jest od 7 do 11 razy bardziej rozszerzalna niż szkło; jest to wiadomość ważna dla fizyków, którzy mają nieustannie do czynienia z pozorną rozszerzalnością rtęci, zawartej w szklanych naczyniach.

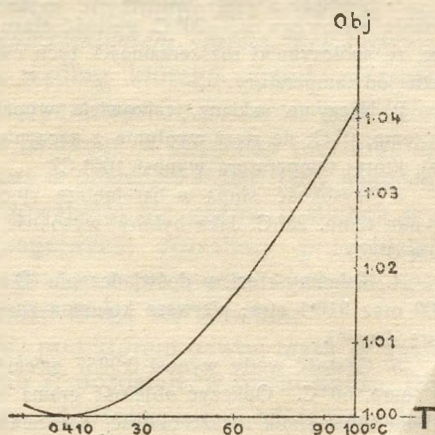
Wyobraźmy sobie dylatometr szklany, którego naczynie jest 8 razy mniej rozszerzalne niż rtęć; niechaj jego pojemność w  $0^{\circ}\text{C}$  wynosi  $V_0$ . Do tego przyrządu wprowadzamy w  $0^{\circ}$  jedną ósmą część objętości  $V_0$  rtęci, siedm zaś ósmych alkoholu. Rozszerzanie się rtęci pokrywa zwiększanie się pojemności naczynia; obserwacje dylatometryczne dadzą nam prawdziwe rozszerzanie się alkoholu.

### § 95. Rozszerzalność cieplna wody.

Rozszerzalność wody jest wyjątkowa. Gdy ogrzewamy ją pod stałym ciśnieniem atmosferycznym, poczynając od  $0^{\circ}$  aż do  $4^{\circ}\text{C}$ , woda *kurczy się*; powyżej  $4^{\circ}\text{C}$ , przeciwnie, woda zachowuje się jak inne ciecze t. j. rozszerza się, gdy ją ogrzewamy. Objętość danej masy wody przechodzi więc przez *najmniejszość* w temperaturze  $4^{\circ}\text{C}$ , gdy ogrzewamy ją pod ciśnieniem atmosferycznym; gęstość wody przechodzi wówczas w tej temperaturze przez *największość*.

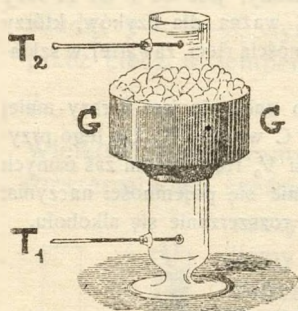
Bliższą wiadomość o rozszerzalności wody możemy powziąć z następującego graficznego przedstawienia. Za jednostkę objętości określonej masy wody wybierzmy objętość, zajmowaną przez tę masę w  $4^{\circ}\text{C}$ . Wyobraźmy następnie  $T$  jako odcięte, odpowiadające im (pod ciśnieniem 1 atmosfery) objętości  $V$  jako rzędne. Otrzymamy krzywą, przedstawioną na rys. 123-im. Najmniejszość objętości  $V$  w  $4^{\circ}\text{C}$  jest tu natychmiast widoczna.

Według zgodnych wyników badań różnych uczonych, największa gęstość wody przypada w temperaturze  $3.98^{\circ}\text{C}$ ; wysokość tę zaokrągliła się zwykle do  $4^{\circ}\text{C}$ . Prawdziwa gęstość wody w tej temperaturze, pod ciśnieniem atmosferycznym normalnym, wynosi  $0.999\,973\text{ gr/cm}^3$  (por. § 40 tomu I-go).



Rys. 123.

Fizyk angielski Hope wykonał doświadczenie następujące. Wysoki stół szklany, wypełniony wodą, jest otoczony, w środkowej swej części, galeryjką GG (rys. 124), w której umieszczamy mieszaninę oziębiającą, złożoną ze śniegu i soli kuchennej. Termometr  $T_1$ , jak widać z rysunku, wskazuje temperaturę



Rys. 124.

najniższych warstw wody, termometr  $T_2$  wskazuje temperaturę najwyższych. Warstwy, leżące w bezpośrednim sąsiedztwie mieszaniny oziębiającej, stygną i gęstnieją a zatem muszą spływać ku dołowi; rzeczywiście, dolny termometr  $T_1$  wskazuje coraz niższe temperatury, gdy tymczasem górny  $T_2$  nie zdradza niemal żadnego stygnięcia. Skoro jednak temperatura, wskazywana przez termometr  $T_1$ , dochodzi do  $4^{\circ}\text{C}$ , jego słupek przestaje odtać się kurczyć; wówczas dopiero zaczyna obniżać się powierzchnia rtęci w górnym termometrze  $T_2$ , ale, obniżając się, nie zatrzymuje się w  $4^{\circ}\text{C}$ ; w  $3^{\circ}\text{C}$ , w  $2^{\circ}\text{C}$  i t. d. woda jest rzadsza niż w  $4^{\circ}\text{C}$ , musi zatem wypływać ku górze. W głębokim

jeziorze, podczas mrozów zimowych, odbywają się podobne zjawiska; w pobliżu dna temperatura wody nie spada poniżej  $4^{\circ}\text{C}$ , chociażby na powierzchni rozciągała się gruba warstwa lodu; warstwy najniższe wody stygną wówczas tylko przez t. zw. *przewodnictwo* (§ 102), co, jak zobaczymy, jest powolnem zjawiskiem.

#### Zadania.

1. Obliczyć gęstość rtęci w  $100^{\circ}\text{C}$ , gęstość gliceryny w  $90^{\circ}\text{C}$ , gęstość alkoholu etylowego w  $-20^{\circ}\text{C}$ , gęstość eteru etylowego w  $-30^{\circ}\text{C}$ , przypuszczając, że współczynniki rozszerzalności tych cieczy, podane w § 94-ym, są niezależne od temperatury.

2. Naczynie szklane, całkowicie wypełnione rtęcią, zawiera jej 1360 gr w temp.  $0^{\circ}\text{C}$ ; ile rtęci wypłynie z naczynia, gdy zanurzymy je do wody wrzącej, której temperatura wynosi  $100^{\circ}\text{C}$ ?

3. Wysokość słupa w barometrze rtęciowym wynosi 772.5 mm; rtęć ma w nim temp.  $25^{\circ}\text{C}$ . Jaka byłaby wysokość słupa, gdyby rtęć miała temperaturę  $0^{\circ}\text{C}$ ?

4. Kolumny rtęci w doświadczeniu Dulonga i Petita mają wysokości: 900 oraz 916.4 mm; pierwsza kolumna znajduje się w  $0^{\circ}\text{C}$ ; obliczyć temperaturę drugiej.

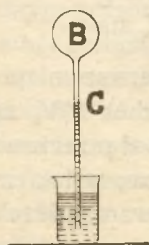
5. Gęstość wody wynosi  $0.9957\text{ gr/cm}^3$  w temp.  $30^{\circ}\text{C}$  oraz  $0.9881\text{ gr/cm}^3$  w temp.  $50^{\circ}\text{C}$ . Obliczyć objętość grama wody w tych temperaturach tudzież średni współczynnik rozszerzalności sześciennej pomiędzy  $4^{\circ}$  a  $30^{\circ}\text{C}$ , pomiędzy  $4^{\circ}$  a  $50^{\circ}\text{C}$ .

#### § 96. Cieplna rozszerzalność i rozprężliwość gazów.

Gaz, gdy ogrzewamy go, rozszerza się znacznie. Balon szklany B, zaopatrzony cieką szyjką C, jest wypełniony atmosferycznem

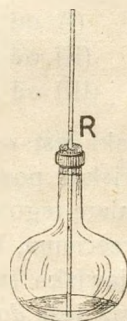
powietrzem; zanurzamy otwór rurki  $C$  (rys. 125) do wody zabarwionej, balon zaś ogrzewamy. Powietrze wypływa wówczas z otworu rurki i pęcherzykami uchodzi nazewnątrz. Skoro przestajemy ogrzewać, woda w rurce podnosi się do góry; ponieważ gęstość zawartego w balonie powietrza zmalała, zatem jego ciśnienie po ostygnięciu musi być mniejsze. Przypuśćmy, że ogrzewamy powietrze, zamknięte pomiędzy szkłem, wodą a korkiem w przyrządzie, wyobrażonym na rys. 126-ym; powietrze to wówczas nie może rozszerzać się ani uchodzić, dlatego jego ciśnienie rośnie; woda w rurce  $R$  wznosi się do góry.

Już z tych najprostszych doświadczeń widzimy, jak blisko związane są ze sobą zmiany objętości



Rys. 125.

oraz zmiany ciśnienia, sprawiane w gazach przez zmiany ich temperatury. Wiemy istotnie z § 51-go, że objętość, zajmowana przez ciało gazowe, zależy w znacznej mierze od ciśnienia, któremu to ciało jest poddane. Przypuśćmy, że chcemy przekonać się, jak rośnie *objętość* danej masy gazu, gdy jego temperatura się podnosi; powinniśmy upewnić się, że gaz, który ogrze-



Rys. 126.

wamy, pozostaje pod ciśnieniem niezmiennem; wówczas mówimy, że *gaz rozszerza się pod ciśnieniem stałym*. Przypuśćmy, iż pragniemy poznać prawo, według którego rośnie *ciśnienie* danej masy gazu, gdy jego temperatura się podnosi; gaz, który ogrzewamy, musimy wówczas zamknąć w objętości niezmiennej; *gaz zatem rozpręża się wówczas w objętości stałej*. Gdy wiadome nam będą prawa, rządzące zachowaniem się gazów w dwóch wymienionych przypadkach szczególnych, potrafimy przewidzieć, jakie będą skutki ogrzewania gazów w przypadku ogólnym, gdy zarówno ich ciśnienie jak objętość mogą się zmieniać.

Oznaczmy przez  $p$  ciśnienie, pod którym pewna masa  $M$  gazu, w objętości  $V$  i w temperaturze  $T$ , pozostaje w równowadze. Powiadamy, że objętość  $V$  zależy od ciśnienia  $p$  i od temperatury  $T$ , które od siebie nawzajem nie zależą; innymi słowami mówimy, że objętość  $V$  jest funkcją dwóch zmiennych niezależnych:  $p$  i  $T$ . Wyobraźmy sobie stan początkowy masy  $M$ , w którym ciśnienie wynosi  $p_0$ , temperatura jest  $T_0$ , objętość zaś jest równa  $V_0$ . Odbywamy trzy zjawiska nad gazem: (I) pod ciśnieniem  $p_0$  stałym

ogrzewamy masę  $M$  do temperatury  $T$  wyższej niż  $T_0$ ; objętość gazu staje się równa  $V$ , gdzie  $V > V_0$  (II) w temperaturze stałej  $T$  poddajemy masę  $M$  działaniu takiego (większego niż  $p_0$ ) ciśnienia  $p$ , ażeby masa ta przybrała napowrót objętość  $V_0$  (III) w objętości  $V_0$  stałej oziębiamy masę  $M$  gazu, przyczem jego ciśnienie maleje; gdy temperatura powróci do wysokości  $T_0$ , ciśnienie przybierze pierwotną wartość  $p_0$ . Odbywszy takie trzy zjawiska, powracamy do stanu pierwotnego, w którym ciśnienie, temperatura i objętość gazu są:  $p_0$ ,  $T_0$  i  $V_0$ ; dokonaliśmy zatem *procesu kołowego* (§ 83 tomu I-go), złożonego z trzech części:

- (I) od  $p_0$ ,  $T_0$ ,  $V_0$  do  $p_0$ ,  $T$ ,  $V$ : ogrzewamy pod  $p_0$  stałym
- (II) od  $p_0$ ,  $T$ ,  $V$  do  $p$ ,  $T$ ,  $V_0$ : ściskamy w  $T$  stałej
- (III) od  $p$ ,  $T$ ,  $V_0$  do  $p_0$ ,  $T_0$ ,  $V_0$ : oziębiamy w  $V_0$  stałej.

Jaki jest wynik ogrzewania gazu od  $T_0$  do  $T$  w pierwszym zjawisku? powiększenie się objętości; wybierzmy stosunek  $V/V_0$  za miarę tego wyniku. Wyobraźmy sobie zjawisko, wprost przeciwne trzeciemu, które byłoby jego odwróceniem dokładnym; w takim zjawisku stosunek  $p/p_0$  byłby miarą skutków ogrzewania. Jeżeli gaz jest *doskonały*, wspomniane dwa stosunki są równe sobie. Istotnie, skoro w zjawisku drugim temperatura nie zmienia się, mamy zatem według prawa Boyle'a (§ 51):

$$1. \quad p_0 V = p V_0 \quad \text{skąd} \quad V/V_0 = p/p_0$$

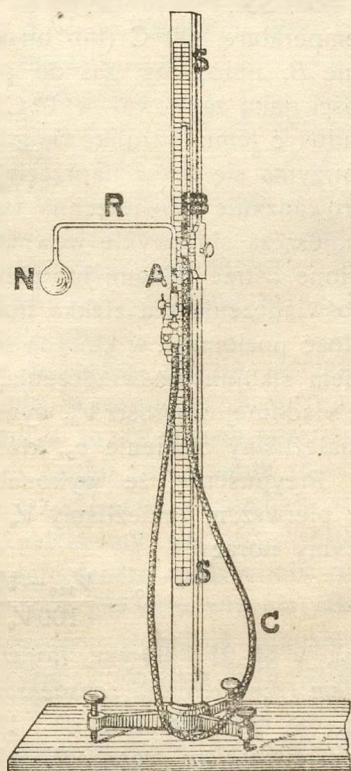
W danym zakresie temperatur, *rozszerzalność* gazu doskonałego pod ciśnieniem stałym jest równa jego *rozprężliwości* w objętości stałej.

### § 97. Badanie rozszerzalności i rozprężliwości gazów.

Do badania cieplnej *rozszerzalności* gazów, pod ciśnieniem stałym, służy przyrząd, wyobrażony na rys. 127-ym. Naczynie szklane  $N$  jest wypełnione badanym gazem  $G$ ; za pośrednictwem rurki  $R$  łączy się ono z lewym ramieniem rtęciowego manometru  $ACB$  (por. § 39); manometr ten, jak widzimy z rysunku, składa się z rur szklanych  $A$  i  $B$ , przesuwalnych wzdłuż skali  $SS$  i łączących się ze sobą wytrzymałą kauczukową rurą  $C$ . W *pierwszym* stadium doświadczenia naczynie  $N$  (wraz z częścią rurki  $R$ ) jest otoczone topiącym się śniegiem; gaz  $G$  ma wówczas temperaturę  $0^\circ \text{C}$ . Przypuśćmy, że powierzchnie rtęci w ramionach  $A$  i  $B$  ma-

nomietru stoją wówczas w tym samym poziomie; gaz  $G$  wywiera zatem ciśnienie przybliżenie jednej atmosfery, które możemy zmierzyć, obserwując stan barometru. Przechodzimy teraz do *drugiego* stadium doświadczenia.

Naczynie  $N$  (oraz część rurki  $R$ ) otaczamy parą wodną, mającą temperaturę  $100^{\circ}\text{C}$  lub inną bliską  $100^{\circ}\text{C}$ , którą obliczamy, znając panujące atmosferyczne ciśnienie (por. § 120). Obniżamy teraz ramię  $B$  manometru dopóty, aż powierzchnie  $A$  i  $B$  rtęci znajdą się znowu w jednym poziomie; pewna ilość gazu  $G$  musi przejść wówczas z naczynia  $N$  do lewego ramienia  $A$  manometru, ponad rtęć. Przed rozpoczęciem doświadczenia, w przygotowaniu do niego, zmierzaliśmy pojemność naczynia  $N$  i rurki  $R$  oraz pojemność odcinków ramienia  $A$ , odpowiadających kolejnym podziałkom skali  $SS$ ; zauważywszy miejsce, w którym zatrzymała się powierzchnia rtęci w ramieniu  $A$  w drugim stadium doświadczenia, znamy objętości  $V_0$  i  $V_{100}$ , które zajmuje dana masa gazu  $G$ , pod ciśnieniem wiadomem, bliskiem 1 atmosfery, w temperaturach  $0^{\circ}$  i  $100^{\circ}\text{C}$  (lub bardzo bliskiej  $100^{\circ}\text{C}$ ).



Rys. 127.

Podaliśmy tu tylko zasadę doświadczenia; przy dokładnych pomiarach powinniśmy uwzględnić rozmaite szczegóły, które tu pominieliśmy. Należy liczyć się naprzykład z cieplną rozszerzalnością naczynia  $N$  pomiędzy  $0^{\circ}$  a  $100^{\circ}\text{C}$ ; trzeba i o tem pamiętać, że w obu stadjach doświadczenia w ramieniu  $A$  ponad rtęcią znajduje się pewna (zresztą nieznaczna) ilość gazu  $G$ , która ma temperaturę pokojową, nie ma zatem temperatury  $0^{\circ}$  lub  $100^{\circ}\text{C}$ , jak reszta gazu. O innych drobniejszych źródłach błędów, które mogą oddziaływać na wynik doświadczenia, nie wspominamy.

Przyrząd, który opisaliśmy, może również posłużyć do badania cieplnej *rozprężliwości* gazów w objętości stałej. Wyobraźmy sobie doświadczenie następujące. Pierwsze stadium obecnego doświadczenia nie różni się od pierwszego stadium poprzedza-

jącego; gaz  $G$  ma znowu temperaturę  $0^{\circ}\text{C}$  i wywiera ciśnienie jednej (lub przybliżenie jednej) atmosfery; przypuśćmy, że powierzchnia rtęci w ramieniu  $A$  znajduje się naprzeciw podziałki  $a$  skali  $SS$ . Przechodzimy do stadjum drugiego; gaz  $G$  ma w niem temperaturę  $100^{\circ}\text{C}$  (lub bliską  $100^{\circ}\text{C}$ ). Stosownie podnosząc ramię  $B$ , zmuszamy gaz do przybrania w  $100^{\circ}\text{C}$  tej samej objętości, jaką zajmował w  $0^{\circ}\text{C}$ ; jesteśmy upewnieni, że stało się zadosyć temu warunkowi, gdy powierzchnia rtęci w ramieniu  $A$  zatrzyma się znów naprzeciwko podziałki  $a$ ; ażeby ułatwić doprowadzanie powierzchni rtęci w  $A$  do należytego poziomu, umieszcza się zwykle wewnątrz rury  $A$  małe, ku dołowi zakrzywione ostrze szklane lub platynowe, którego rtęć w obu stadjach doświadczenia ma zlekka dotykać. Zmierzywszy pionową odległość poziomów, w których stoją powierzchnie  $A$  i  $B$  rtęci w drugim stadjum doświadczenia, znamy ciśnienie  $p_{100}$ , które gaz  $G$ , w wiadomej objętości  $V_0$ , wywiera w  $100^{\circ}\text{C}$ ; w pierwszym stadjum znaleźliśmy ciśnienie  $p_0$ , które on w  $V_0$  wywierał w  $0^{\circ}\text{C}$ .

Przypuśćmy, że wykonaliśmy opisane dwa doświadczenia; w pierwszym znaleźliśmy  $V_0$  i  $V_{100}$ , w drugim  $p_0$  i  $p_{100}$ . Tworzymy ilorazy

$$1. \quad \beta = \frac{V_{100} - V_0}{100 V_0} \quad ; \quad \gamma = \frac{p_{100} - p_0}{100 p_0}$$

Jak w §§ 91 i 94-ym, iloraz  $\beta$  nazywamy *średnim współczynnikiem* (sześcienniej) *rozszerzalności* cieplnej badanego gazu pomiędzy temperaturami  $0^{\circ}$  i  $100^{\circ}\text{C}$ ; iloraz  $\gamma$  nazywamy *średnim współczynnikiem rozprężliwości* gazu pomiędzy temi samemi dwiema temperaturami. Obadwa współczynniki są liczbami niezależnemi od wyboru jednostek, w których objętości albo ciśnienia są wyrażone. Jeżeli gaz stosuje się do prawa Boyle'a, mamy wówczas  $\beta = \gamma$ , jak wiadomo z § 96-go.

Przytaczamy niektóre wartości średnich pomiędzy  $0^{\circ}$  a  $100^{\circ}\text{C}$  współczynników rozszerzalności i rozprężliwości. Wartości  $\beta$  znaleziono, badając gaz pod stałym ciśnieniem 1 atmosfery; wartości  $\gamma$  otrzymano, gdy początkowe ciśnienie wynosiło 1 atmosferę.

Wodór . . . .	$\beta = 0.003660$	$\gamma = 0.003663$
Powietrze . . . .	$0.003670$	$0.003665$
Bezwodnik węglowy	$0.003710$	$0.003688$

Wyniki te podał W. Regnault w 1842 r., potwierdzili je późniejsi badacze. Widzimy, że równość  $\beta = \gamma$  sprawdza się dobrze, zwłaszcza dla wodoru i dla powietrza, które w uważanych temperaturach i ciśnieniach zbliżają się do zachowania, przepisanego przez prawo Boyle'a.

## § 98. Prawo Gay-Lussaca.

Chcemy teraz poznać prawa, które łączą objętość gazu z jego ciśnieniem i temperaturą; chcemy wypowiedzieć te prawa w możliwie najogólniejszej postaci. Jak z § 51-go wiadomo, pierwszy krok, zmierzający do tego celu, zawdzięczamy Boyle'owi; prawo, przez tego badacza odkryte, ustanawia zależność, która zachodzi między objętością gazu a jego ciśnieniem w temperaturze niezmiennej. Drugi krok uczynili Charles, John Dalton oraz Gay-Lussac w końcu XVIII-go i w początku XIX-go stulecia; z ówczesnych, bardzo jeszcze niedokładnych spostrzeżeń wyprowadzili oni twierdzenia, które dziś przez skrócenie nazywamy zwykle prawem Gay-Lussaca. Wyobraźmy sobie, że wykonywamy doświadczenia następujące:

(I) Przypuśćmy, że w atmosferze pracowni panuje ciśnienie normalne jednej atmosfery. Naczynie  $N$  opisanego w § 97 ym przyrządu jest napełnione *powietrzem*; w znany sposób mierzymy wartość ilorazu  $(V_{100} - V_0)/100V_0$  czyli średni współczynnik rozszerzalności powietrza, pomiędzy  $0^\circ$  a  $100^\circ$  C, pod ciśnieniem stałym 1 atmosfery; przypuśćmy, iż znaleźliśmy wartość  $\beta(0,100)$  tego współczynnika. Mierzmy następnie średni współczynnik rozszerzalności powietrza pomiędzy  $0^\circ$  C a punktem wrzenia alkoholu etylowego, znowu pod ciśnieniem stałym 1 atmosfery; wspomniany punkt wrzenia leży w  $78^\circ$  C, według skali termometru rtęciowego. Tworzymy iloraz:  $(V_{78} - V_0)/78V_0$ ; przypuśćmy, że jego wartość wynosi  $\beta(0,78)$ . Zamiast alkoholu etylowego wybieramy toluol lub anilinę; punkty wrzenia tych substancyj, według skali termometru rtęciowego, wynoszą  $109^\circ$  C i  $184^\circ$  C; tworzymy zatem ilorazy

$$1. \quad \beta(0,109) = (V_{109} - V_0)/109V_0 \quad ; \quad \beta(0,184) = (V_{184} - V_0)/184V_0$$

Wykonawszy takie pomiary, przekonywamy się, że

$$2. \quad \beta(0,78) = \beta(0,109) = \beta(0,184) = \beta(0,100)$$

Współczynnik rozszerzalności powietrza, pod stałym ciśnieniem 1 atmosfery, jest *niezależny* od górnej granicy, do której rozciąga się badany zakres temperatur, rozpoczynający się zawsze od  $0^\circ$  C. Możemy więc odtąd opuszczać przymiotnik «średni» w nazwie, którą temu współczynnikowi nadajemy.

(II) Opisaliśmy szereg pomiarów rozszerzalności powietrza pod stałym ciśnieniem 1 atmosfery. Wykonywamy drugi podobny



szereg pomiarów pod stałym ciśnieniem 0.75 lub 0.50 atmosfery, trzeci pod stałym ciśnieniem 1.25 lub 1.50 atmosfery. Otrzymamy wartość współczynnika rozszerzalności  $\beta$ , niezależną od górnej granicy badanego zakresu temperatur, *tę samą*, jaką znaleźliśmy pod ciśnieniem 1 atmosfery. Współczynnik rozszerzalności powietrza, badanego pod pewnym stałym ciśnieniem, *nie zależy* od wartości tego ciśnienia; innemi słowy, nie zależy on od gęstości powietrza.

Na zasadzie prawa Boyle'a mogliśmy oczekiwać tego wyniku. Przyuśmy istotnie, że uważana masa powietrza zajmuje objętości następujące:

$$\begin{array}{lll} \text{pod ciśnieniem } p: & \text{w } 0^\circ \text{ C: } V_0 & ; \quad \text{w temp. } T: V \\ \text{pod ciśnieniem } p': & \text{w } 0^\circ \text{ C: } V'_0 & ; \quad \text{w temp. } T: V' \end{array}$$

Według prawa Boyle'a mamy wówczas

$$3. \quad p'V' = pV \quad \text{oraz} \quad p'V'_0 = pV_0$$

skąd wynika, iż

$$4. \quad V' : V'_0 = V : V_0$$

Jeżeli  $\beta$  jest współczynnikiem rozszerzalności pod ciśnieniem  $p$ , zatem

$$5. \quad V = V_0(1 + \beta T).$$

Lecz z równań (4) i (5) wyprowadzamy

$$6. \quad V' = V'_0(1 + \beta T),$$

zatem  $\beta$  jest również współczynnikiem rozszerzalności pod ciśnieniem  $p'$ . Obecny wynik (II) potwierdza przeto, że powietrze, w zakresie uważanych ciśnień i temperatur, stosuje się do prawa Boyle'a.

(III) Wykonywamy szereg doświadczeń nad *rozprężliwością* powietrza, podobnych do opisanych przed chwilą doświadczeń, które wykonaliśmy nad jego *rozszerzalnością*. Wynik jest zupełnie podobny. Współczynnik  $\gamma$  rozprężliwości powietrza, badanego w stałej objętości  $V$ , jest niezależny od górnej granicy wybranego do doświadczeń zakresu temperatur; jest również niezależny od wartości objętości  $V$ , zajmowanej przez powietrze lub, innemi słowy, nie zależy od gęstości powietrza. Wartość wreszcie współczynnika rozprężliwości  $\gamma$  wypada *równa* poprzednio znalezionej wartości współczynnika rozszerzalności  $\beta$ . Wszystkie te wyniki nie są niespodziewane; potwierdzają one, jak wiemy, że powietrze stosuje się do prawa Boyle'a w zakresie uważanych ciśnień i temperatur.

(IV) Nad cieplną rozszerzalnością i rozprężliwością wodoru, helu, tlenu, azotu, argonu, tlenku węgla i t. p. wykonywamy szereg doświadczeń, podobnych do opisanych doświadczeń, w których badaliśmy rozszerzalność i rozprężliwość powietrza. Wyniki są zupełnie podobne. Współczynniki  $\beta$  i  $\gamma$  rozszerzalności

i rozprężliwości wymienionych gazów okazują się znów niezależne od wybranego zakresu temperatur oraz od gęstości; wartości tych współczynników wypadają znów równe sobie; wspólna ich wartość okazuje się *równa* wartości, którą mają współczynniki  $\beta$  i  $\gamma$  powietrza.

Treść twierdzeń powyższych możemy więc krótko wypowiedzieć w postaci następującej: *wspólna wartość współczynników rozszerzalności i rozprężliwości, niezależna od zakresu temperatur ani od gęstości, jest jednakowa dla rozmaitych gazów.* Twierdzenie to nazywamy *prawem Gay-Lussaca*. Czy ono wyraża zasadę ścisłą i dokładną? Powinniśmy pojmować je podobnie jak prawo Boyle'a (§ 52). Gazy nie stosują się bezwzględnie ani do pierwszego ani do drugiego; zbliżają się jednak do zachowania, przepisanego przez obadwa, gdy ich gęstość jest nieznaczna i temperatura nie jest zbyt niska. Rozszerzamy więc odtąd pojęcie *gazu doskonałego*, jak to już zapowiedzieliśmy w § 52-im. Przez wyrażenie «gaz doskonały» będziemy rozumieli ciało fikcyjne, które w każdej gęstości i w każdej temperaturze czyniłoby ściśle zadosyć zarówno prawu Boyle'a jak prawu Gay-Lussaca. Gazy rzeczywiste nie są doskonałe; ale ich własności zbliżają się do własności gazów doskonałych, gdy gęstość staje się coraz mniejsza a temperatura jest dostatecznie wysoka. Gdy gęstość gazu coraz bardziej maleje a temperatura jest dostatecznie wysoka, współczynniki rozszerzalności i rozprężliwości wszystkich gazów *dążą do pewnej wspólnej czyli powszechnej wartości granicznej*. Wartość ta jest bardzo ważna w fizyce i wyznaczono ją starannie; wiemy dzisiaj, że ona wynosi

$$0.0036618 \quad \text{czyli} \quad 1/273.09;$$

będziemy ją odtąd dla zwięzłości oznaczali przez literę  $\alpha$ .

### § 99. Równanie zasadnicze gazów doskonałych.

Przypuśćmy, że masę  $M$  gazu *doskonałego* możemy poddawać działaniu rozmaitych ciśnień i temperatur. Pod ciśnieniem  $p_0$ , w temperaturze  $0^\circ \text{C}$ , masa  $M$  zajmuje objętość  $V_0$ ; ten stan masy  $M$ , określony przez wartości  $p_0$ ,  $0^\circ \text{C}$  i  $V_0$ , nazywamy *początkowym*; uważamy go za stan zadany, niezmienny. Ogrzewamy teraz masę  $M$  pod stałym ciśnieniem  $p_0$  do temperatury  $T$ ; masa ta przybiera wówczas objętość

$$1. \quad V' = V_0(1 + \alpha T)$$

gdzie  $\alpha$  oznacza ułamek  $1/273\cdot09$ . W temperaturze stałej  $T$  podajemy masę  $M$  innemu ciśnieniu  $p$ ; masa przybiera objętość  $V$ , gdzie

$$2. \quad p_0 V' = p V$$

Z równań (1) i (2) wyprowadzamy

$$3. \quad pV = p_0 V_0(1 + \alpha T) = \alpha p_0 V_0 \left( \frac{1}{\alpha} + T \right)$$

Stan początkowy ( $p_0, 0^\circ \text{C}, V_0$ ) jest niezmienny; stan końcowy ( $p, T, V$ ) możemy uważać, przeciwnie, za dowolny i zmienny. W tem rozumieniu iloczyn  $\alpha p_0 V_0$  jest wielkością stałą; równanie (3) jest zatem związkiem, zachodzącym pomiędzy dowolnie zmiennymi trzema wielkościami  $p, V$  i  $T$ . W związku tym zawiera się jednocześnie prawo Boyle'a i prawo Gay-Lussaca; przypuszczając, że  $T$  jest stała, powracamy istotnie do pierwszego prawa; przypuszczając, że  $p$  jest stałe lub że  $V$  jest stała, powracamy do drugiego. Równanie (3) nazywamy z tego powodu *zasadniczem równaniem gazów doskonałych*.

Równaniu gazów doskonałych możemy nadać kształt bardziej dogodny. Wielkość  $1/\alpha$  ma wartość  $273\cdot09$ ; przesuwamy zatem o  $273\cdot09$  stopnie Celsjusza ku dołowi zero skali termometru, na którym odczytujemy temperatury; innymi słowy, wprowadzamy *nową skalę termometryczną*, której zero leży w  $-273\cdot09^\circ \text{C}$ ; rozległość stopni tej skali ma być taka sama, jak w dotychczasowej. Rozumiejąc przez  $\theta$  tak mierzoną temperaturę, mamy

$$4. \quad \theta = \frac{1}{\alpha} + T$$

Pisząc jeszcze  $R$  zamiast stałej  $\alpha p_0 V_0$ , otrzymujemy ostatecznie, zamiast równania (3), równoważne mu następujące:

$$5. \quad pV = R\theta$$

Taką postać równania gazów doskonałych zawdzięczamy francuskiemu uczonemu Clapeyronowi.

Posługując się skalą temperatur  $\theta$ , liczonych od  $-273\cdot09^\circ \text{C}$ , upraszczamy wystąpienie prawa Gay-Lussaca; jak widzimy z równania (5), zarówno objętość  $V$  danej masy gazu doskonałego (pod stałym ciśnieniem) jak jej ciśnienie  $p$  (w stałej objętości) są wprost proporcjonalne do  $\theta$ . Ta okoliczność daje niekiedy powód do wniosków zgoła nieuzasadnionych. Czytujemy nieraz, jakoby z równania (5) miało wynikać, iż gazy «wywierają ciśnienie równe zeru» albo też «zajmują objętość równą zeru» w temperaturze  $-273\cdot09^\circ \text{C}$ . Wiemy, że

równanie (5) streszcza w sobie prawa, do których rzeczywiste gazy stosują się przybliżenie w gęstościach niezbyt znacznych i w temperaturach dostatecznie wysokich. Przypuśćmy, że którykolwiek ze znanych nam gazów, np. azot, hel, wodór i t. p., poddajemy wpływowi temperatur coraz niższych, które (arytmetycznie) zbliżają się do  $-273.09^{\circ}\text{C}$ . Takie doświadczenia często wykonywano; okazywało się zawsze, że badany gaz nawet w grubym przybliżeniu *nie* czyni wówczas zadosyć równaniu (5). Skoro tak jest, więc wyprowadzanie z tegoż równania (5) wniosków o tem, jak zachowałby się gaz w  $-273.09^{\circ}\text{C}$ , jest oczywiście niedorzecznością.

### § 100. Skala termometru gazowego.

W dotychczasowych wywodach, poświęconych nauce o cieplnych zjawiskach, posługiwaliśmy się skalą termometru rtęciowego, która zasadza się na rozszerzalności rtęci a po części także i szkła. Wiemy, że ta skala nie jest zadawalniająca. Godny zaufania termometr powinien być porównywalny z każdym innym termometrem, zbudowanym na tej samej zasadzie; powinien również, rzecz oczywista, sam ze sobą zawsze pozostawać porównywalnym. Wiemy, że termometr rtęciowy nie posiada tych własności (§ 19). Starannie go sporządzając, z termometru rtęciowego możemy uczynić użyteczny *termoskop*; ale za *termometr* możemy go uważać tylko w potocznym użytku, gdy dokładność pomiarów nie jest wymagana.

Mając te okoliczności na uwadze, spostrzegamy, że gazy są stosowniejszą substancją termometryczną aniżeli rtęć. Rozszerzalność wodoru jest około 180 razy większa niż średnia sześcienna rozszerzalność szkła; rozszerzalność rtęci jest od niej tylko 8 razy większa. Rozszerzalność naczynia, w którym zawiera się gaz termometryczny, odgrywa więc rolę podrzędną w działaniu termometru gazowego; wpływ tej rozszerzalności możemy zresztą wyrugować niemal zupełnie przez właściwe urządzenie termometru lub przez wprowadzenie należytych poprawek.

Postanawiamy zatem opierać odtąd skalę termometryczną na *gazowym termometrze*. Istnieją jednak rozmaite ciała gazowe: wodór, hel, azot, argon, tlen i wiele innych; które z pomiędzy nich wybierzemy za substancję termometryczną? Gdyby istniał gaz doskonały, napełniony nim termometr byłby narzędziem bezwzględnie ścisłym i pewnym; ale wiemy, że gazy doskonałe tylko w ludzkiej wyobraźni istnieją; naczynia termometrycznego przyrządu nie można fikcją napełnić. Jesteśmy zmuszeni do wy-

boru, który powinien kierować się praktycznymi względami; ze stanowiska czystej teorii będzie on zawsze dowolny.

Przypuśćmy, że wybieramy *wodór* za termometryczną substancję; zasadzając się na jego cieplnych własnościach, możemy zbudować *dwie* skale temperatur; jedna polega na rozszerzalności, druga na rozprężliwości wodoru. Przypuśćmy po pierwsze, że mamy masę  $M$  wodoru, którą utrzymujemy pod stałym ciśnieniem  $p_0$ ; masa ta w  $0^\circ\text{C}$  zajmuje objętość  $V_0$ ; w  $100^\circ\text{C}$ , pod tem samym ciśnieniem  $p_0$ , zajmuje objętość  $V_{100}$ . Tworzymy średni współczynnik rozszerzalności wodoru  $\beta$  pomiędzy  $0^\circ$  a  $100^\circ\text{C}$ :

$$1. \quad \beta = (V_{100} - V_0) / 100V_0$$

Wyobraźmy sobie, że mamy zmierzyć temperaturę ciała  $N$ . Wprowadzamy masę  $M$  wodoru w cieplne zetknięcie z ciałem  $N$  i gdy doszło między nimi do równowagi, mierzymy objętość  $V$ , którą przybrała masa  $M$  pod ciśnieniem  $p_0$ . Za pomocą równania

$$2. \quad \vartheta' = \frac{V - V_0}{\beta V_0} = 100 \frac{V - V_0}{V_{100} - V_0}$$

określamy nową wielkość  $\vartheta'$ , którą teraz nazywamy «temperaturą wodoru» a zatem także temperaturą ciała  $N$ . Ustanowiliśmy tym sposobem *pierwszą termometryczną skalę wodorową*, polegającą na rozszerzalności wodoru pod stałym ciśnieniem. Zero tej skali leży w  $0^\circ\text{C}$ , jej punkt 100 znajduje się w  $100^\circ\text{C}$ ; dopóki wodór pod ciśnieniem  $p_0$  stosuje się przybliżenie do prawa Gay-Lussaca, stopnie tej skali, jak łatwo widzimy, różnią się mało od stopni dawnej naszej skali, która zasadzała się na rozszerzalności rtęci i szkła. Przyrząd, przedstawiony na rys 127-ym, gdy został napełniony wodorem niezbyt znacznej gęstości, może być użyty jako termometr wodorowy, działający na zasadzie rozszerzalności gazu, zgodnie z pierwszą skalą wodorową; taki termometr jest narzędziem wiarogodnym i ścisłym w szerokim zakresie skali temperatur.

Podobnie budujemy *drugą termometryczną skalę wodorową*, polegającą na rozprężliwości wodoru w stałej objętości. Przypuśćmy, że masa  $M$  wodoru w  $0^\circ\text{C}$  i w objętości  $V_0$  wywiera ciśnienie  $p_0$ , w temperaturze zaś  $100^\circ\text{C}$  i w tej samej objętości  $V_0$  wywiera ciśnienie  $p_{100}$ . Tworzymy średni współczynnik rozprężliwości wodoru  $\gamma$  pomiędzy  $0^\circ$  a  $100^\circ\text{C}$ :

$$3. \quad \gamma = (p_{100} - p_0) / 100 p_0$$

Ażeby zmierzyć temperaturę ciała  $N$ , wprowadzamy masę  $M$  wodoru w cieplne zetknięcie z tem ciałem i gdy między obiema masami doszło do równowagi, mierzymy ciśnienie  $p$ , które wódór wywiera w stałej objętości  $V_0$ . Za pomocą równania

$$4. \quad \vartheta'' = \frac{p-p_0}{\gamma p_0} = 100 \frac{p-p_0}{p_{100}-p_0}$$

określamy nową wielkość  $\vartheta''$ , którą nazywamy obecnie «temperaturą wodoru» a zatem także temperaturą ciała  $N$ . Ustanowiliśmy tym sposobem drugą skalę wodorową; jej zero leży w  $0^\circ \text{C}$ , jej punkt 100 jest identyczny z temperaturą  $100^\circ \text{C}$ ; dopóki wódór, którym posługujemy się, czyni przybliżenie zadosyć prawu Gay-Lussaca, stopnie tej skali różnią się nieznacznie od stopni pierwszej a także od stopni skali rtęciowego termometru. Napełniony wodorem niedużej gęstości, przyrząd znany nam z rys. 127-go może być użyty jako wodorowy termometr, funkcjonujący dzięki rozprężliwości gazu, zgodnie z drugą skalą wodorową; taki termometr jest równie dokładny jak poprzedni, zasadzający się na rozszerzalności wodoru, jest zaś praktycznie dogodniejszy w użyciu.

Na zebraniach, odbytych w latach 1887 i 1889, Rada międzynarodowa Miar i Wag zaleciła, jako normalną skalę termometryczną, skalę wodorową drugą, polegającą na rozprężliwości wodoru w objętości stałej; według tych uchwał, początkowe ciśnienie gazu w  $0^\circ \text{C}$  powinno być równe ciśnieniu słupa rtęci o wysokości 100 cm. Ta skala, zwana zwykle *międzynarodową*, służy w badaniach naukowych za podstawę ścisłych termometrycznych pomiarów.

Przytaczamy tu jeszcze, dla objaśnienia, wyniki otrzymane przez fizyka angielskiego Callendar'a. Wyobraźmy sobie dwa wodorowe termometry; pierwszy polega na rozszerzalności, drugi na rozprężliwości gazu. Jeżeli te termometry zgadzają się ze sobą w  $0^\circ$  i  $100^\circ \text{C}$ , największa różnica ich wskazań przypada pomiędzy  $40^\circ$  a  $60^\circ \text{C}$  i wynosi około 0.001 stopnia. Jeżeli pierwszy termometr jest napełniony wodorem, drugi azotem i obadwa działają dzięki rozszerzalności gazów, największa różnica ich wskazań, przypadając w tej samej okolicy, wynosi około 0.02 stopnia; różnica ta spada do 0.005 stopnia, gdy funkcjonowanie obydwu przyrządów zasadza się na rozprężliwości gazów.

#### Zadania.

1. Jaką objętość zajmuje 1 gram suchego, czystego powietrza, pod ciśnieniem 1 atmosfery, w temperaturach  $0^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $100^\circ \text{C}$ ?

2. Gęstość wodoru, znajdującego się w  $0^\circ \text{C}$ , pod ciśnieniem 1 atmosfery, wynosi 0.09 gr/litr; ile wodoru mieści się w 2.5 litrach, w temp.  $95^\circ \text{C}$ , pod ciśnieniem 1.2 atmosfery?

3. Masa  $M$  azotu, w  $25^{\circ}\text{C}$ , pod ciśnieniem 1 atmosfery, zajmuje objętość  $100\text{ cm}^3$ ; jaką zajmie objętość, pod tem samym ciśnieniem, w  $50^{\circ}\text{C}$ ? jaką zajmie objętość w  $110^{\circ}\text{C}$  pod ciśnieniem  $1\frac{1}{3}$  atmosfery?

4. Pewna masa powietrza wypełnia 30 litrów w  $27^{\circ}\text{C}$  pod ciśnieniem 1 atm.; o ile zmniejszy się jej objętość, gdy, bez zmiany ciśnienia, oziębimy ją do  $7^{\circ}\text{C}$ ?

5. Przypuszczając, że objętość pewnej masy helu pozostaje niezmienna, zapytujemy: w jakiej temperaturze ciśnienie gazu jest dwa razy większe aniżeli w  $17^{\circ}\text{C}$ ?

6. W  $0^{\circ}\text{C}$  naczynie szklane ma dokładnie pojemność 3 litrów; ile gramów powietrza (pod ciśnieniem atmosferycznym normalnym) zawiera się w naczyniu w temperaturze  $100^{\circ}\text{C}$ ?

7. Cienkościenny balon szklany nie powinien być poddany działaniu wewnętrznego ciśnienia, przenoszącego 5 atmosfer. Do ilu stopni możemy ogrzewać w nim bezpiecznie masę powietrza, które w  $30^{\circ}\text{C}$  wywierało ciśnienie 3-ch atmosfer?

8. Powietrze znajduje się pod ciśnieniem 720 mm; w jakiej temperaturze litr tego powietrza będzie miał dokładnie masę 1 grama?

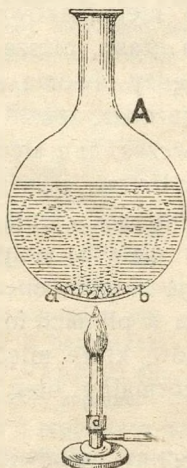
9. Podnosimy temperaturę pewnej masy wodoru z  $13^{\circ}$  do  $299^{\circ}\text{C}$ ; jednocześnie podwajamy ciśnienie, pod którym ona zostaje. Jak zmieni się objętość wodoru?

### § 101. O unoszeniu ciepła.

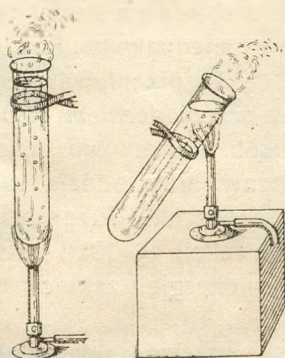
Wiemy, że objętość niemal każdego płynu powiększa się, gdy go ogrzewamy; ponieważ masa płynu pozostaje wówczas niezmienna, zatem jego gęstość maleje. Przypuśćmy, że w dużej masie płynu ogrzewa się tylko jedna cząstka  $c$ ; cząstka  $c$  staje się wówczas rzadsza niż płyn otaczający; ponieważ może się ona poruszać w płynie z łatwością, przeto wypływa do góry, podobnie jak kropla oliwy, znalazłszy się w łonie masy wodnej, musiałaby wypłynąć do góry. Płynąc ku górze, cząstka  $c$  zabiera ze sobą czyli *unoszi* ciepłą energję, którą jest obdarzona; w miejsce gorącej cząstki  $c$  napływają chłodniejsze  $d, e, f$ ; jeśli one ogrzeją się, również popłyną ku górze. Takie zjawiska nazywamy *konwekcją* czyli *unoszeniem* ciepła; odbywają się one tylko w płynach; w ciałach stałych konwekcja oczywiście jest niemożliwa.

W sporym balonie szklanym  $A$  (rys. 128) znajduje się woda; na dnie, w miejscu  $ab$ , rozsypano nieco fragmentów koszenili; mało co gęstsze niż woda, są one łatwo wprawiane w ruch przez prądy wody. Ogrzewamy ostrożnie w miejscu  $ab$ , małym płomykiem; jak widzimy z ruchu fragmentów, woda gorąca podnosi się strugami do góry; stygnąc w zetknięciu z górnymi warstwami, opada napowrót, odpływając ku bocznym ściankom. Doświadczenie to tłumaczy, dlaczego konwekcja może bardzo istotnie przyspieszać ogrzewanie się mas płynnych; dwa sposoby zagotowania wody, przedstawione na rys. 129-ym, są dobrą ilustracją tego doniosłego wpływu konwekcji. Innym w tej mierze przykładem

jest następujący: w kartonowym pudełku można zagotować wodę; ścianki nie zapalają ani zwęglają się wówczas, ponieważ woda zabiera i szybko unosi ciepłą energję, której płomień dostarcza.



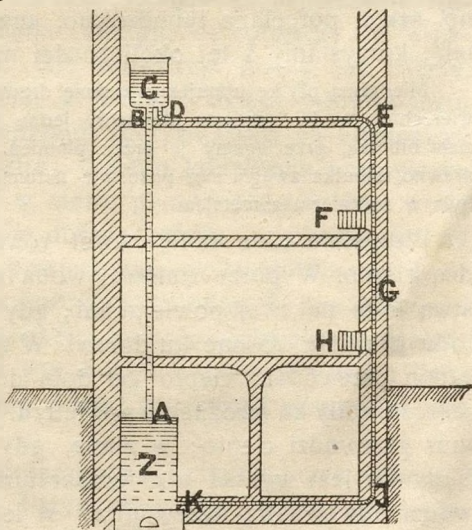
Rys. 128.



Rys. 129.

Działalność t. zw. *ogrzewañ centralnych* jest równie¿ przykładem zjawisk unoszenia ciepła i ich zastosowaniem praktycznym. Wyobraźmy sobie, że w podziemiu budynku znajduje się zbiornik wody *Z* (rys. 130), rodzaj kotła, w którym ona ogrzewa się, np. do  $70^{\circ}$  lub  $80^{\circ}$  C. Możliwie wysoko (np. na poddaszu) umieszczono inny zbiornik *C*, który z *Z* łączy się dwiema drogami: przewodem

prost pionowo do góry idącym *AB* oraz drugim przewodem *KJHGFED*: ten drugi przewód okrą¿a budynek i zawiera ogrzewalniki *H*, *F* i t. d. Ogrzana w *Z* woda płynie do góry rurą *AB*, napełnia *C*, lecz wówczas musi powrócić do *Z* drogą *DEFHJK*; istotnie, kolumna cieczy *AB* jest gorętsza niż *KJHGFED* a zatem jest rzadsza. Woda gorąca krą¿y zatem w sieci rur i ogrzewa budynek. Z rurek szklanych, z kolby (zamiast *Z*) i z lejki (jako *C*) możemy łatwo zbudować model ogrzewania centralnego; zabarwwszy wodę w *Z*, śledzimy jej krą¿enie w przyrządzie.



Rys. 130.



## § 102. O przewodzeniu ciepła.

Temperatury dwóch ciał, znajdujących się ze sobą w zetknięciu, dążą do wyrównania się, jeżeli są niejednakowe (§ 11); wyższa temperatura obniża się z biegiem czasu, niższa podnosi się. To samo zjawisko odbywa się pomiędzy dwoma przylegającymi do siebie elementami tego samego ciała, jeżeli ich temperatury są niejednakowe. Powiadamy wówczas, że z elementu do elementu ciepło przepływa przez *przewodnictwo*; zjawisko takie nazywamy *przewodzeniem ciepła*. Przewodzenie ciepła odbywa się w sposób stosunkowo najprostszy w ciałach stałych, których elementy, gdy oddają lub pobierają ciepłą energję, pozostają w spoczynku. Przewodzeniu ciepła w płynach towarzyszy zwykle konwekcja (§ 101); ruch elementów, które między sobą wymieniają energję, zakłóca wówczas normalny bieg przewodzenia.

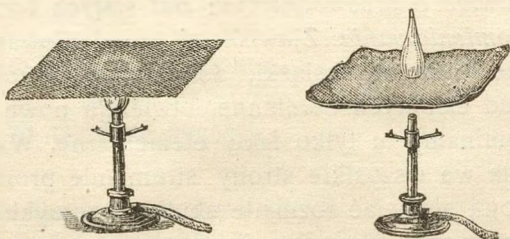
Zjawiska przewodzenia ciepła spostrzegamy najłatwiej w metalach; przewodnictwo cieplne tych ciał jest nam znane z codziennych doświadczeń. Gdy odwar gorący mieszamy srebrną łyżeczką, czujemy niebawem, że metal ogrzewa się stopniowo w całej swej długości. Rozgrzana do czerwoności na jednym końcu sztaba żelazna parzy na przeciwległym. Inne ciała stałe, np. szkło, porcelana lub drewno, przewodzą gorzej aniżeli metale; korzystamy z tej okoliczności nieraz w życiu potocznem.

Miedzianą płytkę ujmujemy w ramę drewnianą, starając się o to, ażeby powierzchnie miedzi i drewna stanowiły jedną płaszczyznę. Pokrywszy obadwa ciała bibułką, przeciągamy je przez płomień. W miejscach, które pokrywały drewno, bibułka zwęgliła się; pozostaje natomiast nienaruszona wszędzie, gdzie była w zetknięciu z metalem.

Wszystkie ciała stałe, nawet również ciecze i gazy, przewodzą ciepło. W porze zimowej woda w jeziorze powleka się warstwą lodu na swej powierzchni; gdy mróz trwa długo, warstwa lodu grubieje, rosnąc ku dołowi. W tym razie warstwa lodu musi zatem przewodzić ciepło od dołu do góry, od niezamarzniętej jeszcze wody ku mroźnemu powietrzu. Zbudowany z cegieł i wapna mur przewodzi ciepło; w zimie, gdy temperatura ogrzewanego budynku jest wyższa niż temperatura powietrza w ulicy, przewodzi odewwnątrz nazewnątrz; w lecie kierunek przewodzenia bywa nieraz przeciwny.

Wrażenie zimna, którego doznajemy, dotykając mosiężnej klamki lub żelaznej poręczy, wystarcza do wykazania, że metale są stosunkowo dobrmi

przewodnikami ciepła; srebro, złoto i miedź celują w tym względzie. Z drutu miedzianego, mającego około 2 mm średnicy, przyrządzmy cewkę spiralną, która obejmowałaby szczelnie niewielki płomyk lampki alkoholowej; gdy płomień otaczamy taką osłoną, para alkoholu stygnie zbyt szybko (dzięki przewodnictwu miedzi), ażeby móc dalej się palić; płomień więc gaśnie. Zimna siatka drucziana działa podobnie na płomień palnika Bunsena; przecina go ona i nie dopuszcza na stronę przeciwną (rys 131). Na tej zasadzie polega urządzenie t. zw. «lampy bezpieczeństwa» Sir Humphry Davy'ego, którą posługiwali się dawniej górnicy; zbytne rozgrzanie siatki lub nadmierne ciśnienie gazów po jednej jej stronie może wywołać przejście przez siatkę płomienia, tak iż bezpieczeństwo lampy Davy'ego nie jest bynajmniej zupełne.



Rys. 131.

Wiemy z pospolitych doświadczeń, że piasek, popiół, trociny, że korek, róg, kauczuk, ebonit, że siano, słoma, wełna, bawełna, wata, puch, pilśni, pierze, futra i t. p. materiały przewodzą ciepło słabo, nieporównanie gorzej niż miedź albo srebro. Niema jednakże ciał, które wcale nie przewodziłyby ciepła; zupełne cieplne izolatory nie istnieją.

Gdy chcemy zagotować wodę, umieszczamy płomień pod naczyniem; ogrzewamy wodę od dołu. Celem przyśpieszenia zjawiska i zaoszczędzenia wydatku energii, odwołujemy się wówczas do pomocy konwekcji. Ale konwekcja ciepła, jak wiemy, jest w istocie przewodzeniem, w którym, dzięki odbywającym się przepływom, różnice temperatur spotykających się elementów płynu są zawsze duże i ostre; dlatego konwekcja przyśpiesza wyrównanie się temperatur w masie płynu. Ogrzewajmy wodę w próbówce od góry, jak w doświadczeniu, wyobrażonem na rys. 129-ym; u szczytu, na powierzchni, woda gotuje się, tymczasem warstwy niżej leżące pozostają chłodne. U dna próbówki możemy umieścić kilka kawałków lodu, przyciskając je małym ołowianym krążkiem; woda wre i kipi u góry, lód zaś u dołu nie topi się wcale. Wnosimy zatem, że cieplne przewodnictwo wody jest nieznaczące.

Wyobraźmy sobie, że próbujemy zbadać cieplne przewodnictwo atmosferycznego powietrza. Przypuśćmy, że warstwa powietrza oddziela od siebie dwa ciała stałe  $P$  i  $Q$ ; ciało  $P$  ma temperaturę wyższą,  $Q$  niższą. W gazach, jak wiemy, unoszenie ciepła odbywa się łatwo; musimy zabezpieczyć się zatem od zakłóceń,

sprawianych przez konwekcję. Osiągamy ten cel w pewnej mierze, zamykając gaz w ciasnych komorach, w których jego krążenie jest trudne; osiągamy nasz cel jeszcze skuteczniej, gdy gaz rozrzedzamy, co (aż do pewnej granicy rozrzedzenia) nie wywiera wpływu na przewodnictwo. Musimy jednak liczyć się tutaj z innym jeszcze zjawiskiem, które mogliśmy pomijać milczeniem, mówiąc o przewodnictwie ciał stałych i ciekłych: ze zjawiskiem *promieniowania*. Zjawiskami promieniowania zajmiemy się w tomie III-im tej książki; zobaczymy, że one, od mechanicznych i od cieplnych odmienne, otwierają nowe w nauce widoki. Przypominamy tu tylko fakty elementarne. Wiadomo, że słońce rozsyła we wszystkie strony strumienie promienistej energii, które mogą sprawiać rozmaite skutki: naprzykład cieplne, chemiczne, elektryczne, optyczne, fizjologiczne i inne. Wiadomo, że opalony piec lub blacha rozgrzana do czerwoności wysyła podobnie promienistą energję; że *każde* ciało promieniuje w *każdej* temperaturze; to promieniowanie (jak z przytoczonych przykładów widzimy) może przebiegać zarówno próżnią niebieskich otchłani jak zwykłe atmosferyczne powietrze. Powróćmy do zachowania się zawartej pomiędzy ciałami  $P$  i  $Q$  warstwy powietrza. Dzięki przewodnictwu powietrza, pewna ilość cieplnej energii przepływa od  $P$  do  $Q$  w każdej sekundzie; lecz, niezależnie od przewodzonego, przepływa tu jeszcze drugi strumień energii; ciało  $P$  promieniuje silniej niż  $Q$ , zatem  $Q$  w każdej sekundzie zyskuje pewną ilość energii. Obecność powietrza sprawia *przewodzenie*; ale promieniowania ona *nie* sprawia, raczej przeszkadza promieniowaniu, zresztą nieznacznie. Jeżeli z pomiędzy ciał  $P$  i  $Q$  usuniemy powietrze, przewodzenie ustaje, promieniowanie zaś trwa niemal niezmiennie; przez porównanie możemy tym sposobem ocenić przewodnictwo cieplne powietrza.

Ciała gazowe są naogół złemi przewodnikami ciepła; najlepiej z pomiędzy nich przewodzi hel oraz wodór, inne gazy słabo przewodzą. Ochronne działanie tkanin, z których wyrabiana bywa nasza odzież, polega w pewnej mierze na słabem przewodnictwie zalegającego w nich powietrza i na utrudnionej konwekcji; lecz w tem działaniu istotną rolę grają także hygroskopijne własności materiałów, które w rozmaitym stopniu pochłaniają lub przepuszczają parę wodną, wydzielaną przez organizm.

## ROZDZIAŁ ÓSMY.

### O cieplnej energii.

#### § 103. Skutki i działania ciepła.

Skutki i działania ciepła objawiają się w całej przyrodzie, towarzyszą wszystkim zajęciom i trudom człowieka. Płomień, chociaż może stać się szkodliwy lub zgubny, bywa przecież codziennie najpracowitszym, najpożyteczniejszym naszym pomocnikiem i sługą. Przy pomocy ciepła, którego ogień dostarcza, przyrządzamy potrawy, opalamy mieszkania, przebywamy oceany i lądy, wprawiamy w ruch niezliczone mechanizmy fabryczne; bez węgla i innego paliwa niepodobna wyobrazić sobie rękodzieł, przemysłu ani pracowni chemicznej, ani wogóle cywilizacji społeczeństw spółczesnych. Dziełem ciepła, którem nas promieniowanie słońca obdarza, są prądy atmosfery ziemskiej, jej wiry i burze; za jego przyczyną padają deszcze, przy jego udziale wiosna budzi świat roślinny do życia; dzięki temu ciepłu nie ginemy z pragnienia, z głodu i zimna.

Wpływy i zjawiska tak ważne i tak różnorodne zajmują od dawna umysł człowieka. Przez wieki płomień był przedmiotem zabobonnej czci i obawy. Gdy później myśl ludzka, wyszedłszy z niemowlęctwa, unosiła się młodocianym porywem fantazji, płomień lub może idealny pierwiastek płomienny miał być jednym z *żywiotów*, z których, jak sądzono, utworzony jest świat. Powoli uczono się przyglądać się rzeczywistości i czytać w niej prawdę. Trudno zdołano, z niemałym wysiłkiem, odróżnić *ciepło* od gazów, *gazy* od płomieni, płomień od duchów; świadczą o tem ślady, które pozostały we wszystkich językach; świadczy sam wyraz *gaz*, rozpowszechniony w początku XVII-go stulecia przez Jana Baptistę van Helmont z Brabantu a tak bli-

sko pokrewny niem. wyrazowi *Geist*, ang. *Ghost*. Jeszcze w XVIII-em stuleciu sądzili poważni badacze, że ciepło można *zważyć*, że je można *zobaczyć*; niektórzy utrzymywali, że ono jest «prostu, zwykłym powietrzem». Jeszcze w XIX-em stuleciu, jak zobaczymy, uważano ciepło za płyn subtelny, za nieważką substancję i zastanawiano się nad pytaniem, czy ono może tworzyć związki chemiczne. Dopiero po niezliczonych niepowodzeniach zrozumiano nareszcie, że, usiłując rzutem wyobraźni odgadnąć naturę, zbaczamy najczęściej na jałowe manowce. Do poznania praw rzeczywistości prowadzi nas doświadczenie; rozumowanie toruje mu drogę, uogólnianie wykańcza jego wyniki i kieruje je ku rozwiązalnym zadaniom.

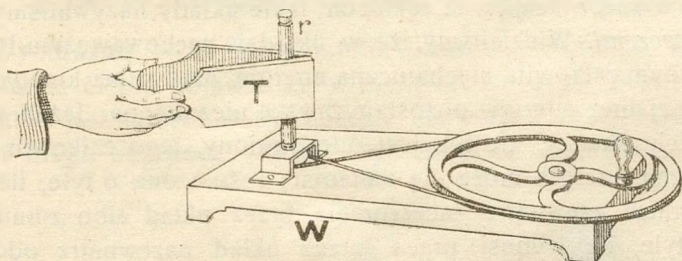
#### § 104. Związek pomiędzy cieplnemi a mechanicznemi zjawiskami.

Gdziekolwiek ruch ciał natrafia na tarcie lub opór, wszędzie tam pojawia się ciepło. Pocierając metalowy guzik o stół albo ławkę, czujemy, że guzik rozgrzewa się. Piłując drzewo, przekonujemy się wkrótce, że nasze narzędzie jest gorące. Osi wagonów rozgrzewałyby się podczas biegu pociągu bardzo niebezpiecznie, gdyby temu nie zapobiegano; co kilka stacyj widzimy istotnie, że smarowniczy odnawia zapas smaru, zawarty w zbiorniku, który otacza każde łożysko. Jeszcze i dzisiaj, w krajach pierwotnych, ludzie niecą ogień tarciami; tak postępuje *Gaucha* na stepie, podobnie Eskimos lub dziki Tasmańczyk; nasze cywilizowane zapałki są tylko udoskonaleniem owego starożytnego postępowania.

W historii fizyki słynne są spostrzeżenia, których dokonał w r. 1798 hr. Rumford nad ciepłem, tworzącem się przez tarcie ciał stałych. Możemy powtórzyć te spostrzeżenia, w skali zmniejszonej, w doświadczeniu następującem. Na wirownicy *W* (rys. 132, por. § 67 tomu I-go) umieszczamy rurkę *r* miedzianą; nalewamy nieco alkoholu do rurki, zatykamy ją koreczkiem i wprawiamy w ruch obrotowy; gdy ujmemy rurkę w kleszcze drewniane *T*, które możemy stosownie zaciskać, zewnętrzna powierzchnia rurki doznaje tarcia podczas obrotu. Alkohol w rurce ogrzewa się szybko i niebawem poczyna się gotować; tworząca się para wyrzuca koreczek gwałtownie do góry. Jeżeli w rurce *r*, zamiast

alkoholu, umieścimy nieco lodu, przekonamy się, że lód ten jest wkrótce stopiony.

Ciepło wytwarza się również skutkiem uderzenia, zwłaszcza, gdy ono jest mocne i nagłe. Rozgrzewamy sztabę żelazną, bijąc



Rys. 132.

ją młotem; uderzając o tarczę, pocisk ogrzewa się wyraźnie. W ciemności spostrzegamy, że koniom z pod podków wyskakują iskry na kamiennym bruku; cząstki kamienia, odłupane przez uderzenie, muszą rozżarzać się wówczas do białości.

Podobne zjawiska obserwujemy w ciałach ciekłych i lotnych. Wstrząsajmy przez pewien czas naczynie, które zawiera wodę albo rtęć; temperatura cieczy podnosi się. Marynarzom wiadomo, że woda morska ogrzewa się, gdy fale przelewają się i biją gwałtownie; u stóp wodospadu woda bywa cieplejsza aniżeli u szczytu. Przyrządzanie masła, które pospolicie polega na biciu śmietany, podnosi zawsze jej temperaturę. Kula armatnia rozgrzewa się w biegu; już Arystoteles o tem wspomina, że strzały mknące w powietrzu stają się cieplejsze. Z podobnej przyczyny rozgrzewają się znacznie w atmosferze ziemskiej aerolity i meteoryty, które biegną prędzej niż armatnie pociski.

### § 105. Zasada zachowania energii.

Spostrzeżenia, które zgromadziliśmy w artykule poprzednim, prowadzą bezpośrednio do wniosku, że pomiędzy mechanicznymi a cieplnymi zjawiskami istnieje bliski związek i spójnia. Taki wniosek jest dopiero początkiem naukowego poznania; nauka nie może na nim poprzestać. W nauce dążymy do wiedzy ściślejszej; w tym celu posługujemy się pomocą pojęć ilościowych. Zapytujemy zatem: według jakich praw ilościowych wytwarza się ciepło w mechanicznych zjawiskach?

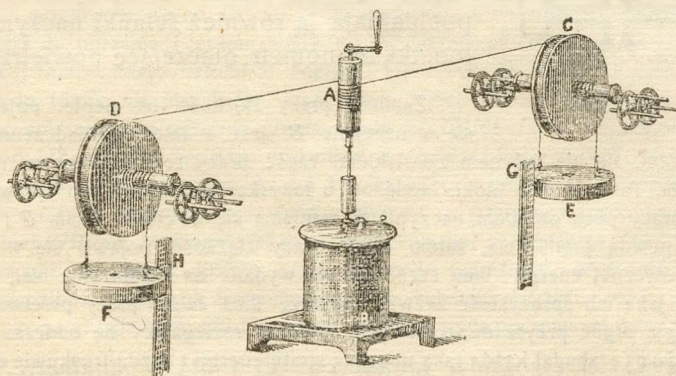
Do rozwiązania tego pytania jesteśmy przygotowani przez rozdział czwarty I-go tomu tej książki. W powołanym rozdziale wyobrażaliśmy sobie mechaniczne układy, w których nie objawia się tarcie, w których ruch nie napotyka oporów i innych podobnych *rozpraszających* zakłóceń; takie układy nazywaliśmy *zachowawczymi*. Widzieliśmy, że w układzie zachowawczym i odosobnionym całkowita mechaniczna energia, czyli suma kinetycznej i potencjalnej energii, pozostaje zawsze niezmienna. Jeżeli układ jest zachowawczy, ale nie jest odosobniony, jego całkowita mechaniczna energia może się zmieniać; rośnie ona o tyle, ile wynosi praca, zzewnątrz zaczerpnięta przez układ albo zmniejsza się o tyle, ile wynosi praca, przez układ nazewnątrz oddana. Lecz rzeczywiste układy w przyrodzie nie są zachowawcze. Każdemu ruchowi w przyrodzie towarzyszą tarcia, opory, uderzenia, zluźnienia i rozprężenia budowy oraz inne podobne przeszkody, które zużywają i niszczą mechaniczną energję układu. W takich razach układ traci mechaniczną energję a żaden inny jej nie zyskuje; co dzieje się wówczas z mechaniczną energją? czy ona może ulegać zagładzie? czy jakakolwiek energia może kiedykolwiek być unicestwiona?

Pomiędzy 1840 a 1845-ym rokiem Joule, Mayer i Helmholtz odpowiedzieli, jak wiemy, na te pytania, ustanawiając t. zw. *uogólnioną* czyli *powszechną zasadę zachowania energii*. Energia przeobraża się nieustannie w naturze, ale w niej nigdy nie ginie. Oprócz *mechanicznej* energii, której rozmaite objawy poznaliśmy w dotychczasowych rozdziałach tej książki, istnieją liczne *inne* kształty i rodzaje energii. Jeżeli w pewnym układzie i w jego otoczeniu okazuje się niedobór mechanicznej energii, ilość, która brakuje, musiała pojawić się w postaci ciepłej, chemicznej, elektrycznej, magnetycznej, elektromagnetycznej promienistej lub jakiegobądź innej energii. Każda postać energii może w zasadzie, jeżeli warunki pozwolą, zamienić się na każdą inną jej postać; taka zamiana, jeżeli dochodzi do skutku, odbywa się bez straty i zysku; ile energii ginie w pierwotnej postaci, tyle pojawia się w ostatecznej. Te założenia stanowią treść powszechnej zasady zachowania energii (§ 84 tomu I-go); one *łączą ilościowo i związują rozmaite zakresy zjawisk fizycznych*; na tem polega ich niezmienna doniosłość. Ponieważ rozciągają się one, o ile wiadomo, do wszystkich dziedzin zjawisk natury, stanowią

więc jedno z uogólnień najwyższych, do jakich umysł ludzki, badając świat przemian, zdołał wznieść się dotychczas.

§ 106. *Przeobrażanie się pracy w cieplną energję.*

Wyobraźmy sobie układ niezachowawczy; skutkiem uderzeń lub tarcia ciepło pojawia się w nim podczas ruchu. Przypuśćmy, iż układ jest odosobniony; energja nie może do niego przenikać ani z niego odpływać. Jeżeli siły czynne w układzie wykonały



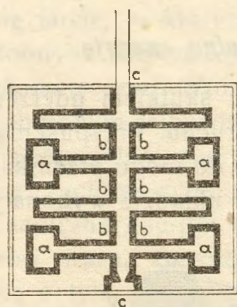
Rys. 133.

w nim ilość pracy  $W$  i jeżeli wiadomo, że, prócz cieplnej, żadna inna forma jego energji nie doznała zmiany, wówczas, podług § 105-go, ta sama ilość  $W$  cieplnej energji powinna pojawić się w układzie. Weźmy na uwagę przypadek konkretny, w którym możemy jasno zrozumieć, jak powyższe twierdzenie w rzeczywistości się sprawdza. Wybieramy w tym celu doświadczenie, wykonane przez Joule'a i opisane przez tego badacza w r. 1850; powtarzamy ten opis w nieco uproszczonej postaci.

Naczynie miedziane  $B$  (rys. 133) jest napełnione wodą; w tej wodzie wywiązujemy ciepło przez tarcie. Wewnętrzne urządzenie naczynia  $B$  możemy łatwo zrozumieć z rys. 134-go, na którym widzimy jego poprzeczne pionowe przecięcie. Dokoła osi  $cc$  (rys. 134) kręci się układ łopatek, jak np.  $aa$  na rysunku; nie uderzając o nieruchome przegródki  $bb$ , łopatki  $aa$  przebiegają koło nich bardzo blisko. W wodzie, wypełniającej naczynie  $B$ , zanurzony jest termometr, opuszczony na rysunkach. Obniżając się wzdłuż skal  $G, H$  (rys. 133) dwa ciała ciężkie  $E, F$ , za po-



średnictwem nici przerzuconych przez bloki *C, D*, obracają wałec *A* a wraz z nim oś *cc* oraz łopatki *aa* (rys. 134); łopatki, biegnąc dokoła, wprawiają wodę w ruch; skutkiem oporów i tar-



Rys 134.

cia, które ruch ten spotyka, kinetyczna energia wody przeobraża się w ciepłą energję. Praca, wykonywana nad ciałami *E* i *F* przez siłę ciężkości, zamienia się taką drogą na ciepłą energję, którą pochłania przede wszystkim woda, zawarta w naczyniu *B*; w pewnej mierze (jak zobaczymy niebawem) pochłaniają ją również ścianki naczynia, oś, łopatki, termometr, otaczające powietrze i t. d.

Zamiana pracy ciężkości na ciepło, pojawiające się w naczyniu *B*, jest w tem doświadczeniu przeważającym, ale nie jedynym zjawiskiem; część pracy rozprasza się na uboczne działania. Tarcie nici o bloki, tarcie osi o łożyska, opór powietrza sprawiają, że część pracy poza obrębem naczynia *B* zamienia się na ciepło. Ciała *E* i *F* opadają z pewną prędkością, zatem część pracy ciężkości pojawia się w postaci ich kinetycznej energii; inna część zostaje wydana na wydłużenie nici, w mierze, na jaką ich sprężystość zezwala; jeszcze inna część pracy przetwarza się w energję drgań przyrządu, o których świadczy rozlegający się podczas obrotu głoś. Joule zbażał każdą taką uboczną stratę energii i każdą troskliwie uwzględnił w ostatecznym rachunku.

Przy pomocy opisanego przyrządu wykonywamy szereg doświadczeń; w każdym doświadczeniu mierzymy ilość pracy *W*, która zamienia się na pewną ilość *Q* cieplnej energii. Dla uproszczenia przypuśćmy, że ta ilość *Q* cieplnej energii jest pochłaniana wyłącznie przez masę *m* wody i służy jedynie do podniesienia jej temperatury. Według zasady zachowania energii mamy przede wszystkim

$$1. \quad W = Q$$

Przez  $T_0$  oznaczymy początkową, przez  $T$  końcową temperaturę wody; gdy masa  $m$  tego ciała pochłania ilość  $Q$  cieplnej energii, jego temperatura podnosi się o  $T - T_0$ . Zestawiamy teraz wartości  $m$ ,  $Q$  oraz  $T - T_0$ , znalezione w rozmaitych doświadczeniach. Porównajmy ilości  $Q$ , potrzebne do wywołania pewnego danego podniesienia  $T - T_0$  temperatury w różnych masach  $m$  wody; przekonujemy się, że ilość  $Q$  w tym razie jest ściśle proporcjonalna do masy  $m$ ; wynik zrozumiały sam przez się, energia  $Q$  roziewa się jednostajnie na masę  $m$  wody. Porównujemy

następnie ilości  $Q$  potrzebne do wywołania rozmaitych podniesień  $T - T_0$  w pewnej danej masie  $m$  wody; spostrzegamy, że ilość  $Q$  w tem założeniu jest przybliżenie proporcjonalna do różnicy temperatur  $T - T_0$ . Oznaczając zatem przez  $c$  współczynnik proporcjonalności czyli niezależną od  $m$ , przybliżenie zaś niezależną od  $T - T_0$  wielkość stałą, mamy

$$2. \quad Q = mc(T - T_0)$$

Stała  $c$ , jak powiedzieliśmy, jest niezależna od masy  $m$ ; natomiast zależy, chociaż nieznacznie, od różnicy temperatur  $T - T_0$ . Energia, potrzebna do ogrzania 3-ch gramów wody od  $10^\circ$  do  $11^\circ$  C, jest ściśle 3 razy większa niż energia, potrzebna do ogrzania 1 grama wody od tej samej początkowej do tej samej końcowej temperatury; natomiast energia, potrzebna do ogrzania grama wody od  $10^\circ$  do  $13^\circ$  C, nie jest ściśle, lecz tylko mniej więcej 3 razy większa niż energia, potrzebna do ogrzania grama wody od  $10^\circ$  do  $11^\circ$  C. Ogrzanie grama wody od  $11^\circ$  do  $12^\circ$  C wymaga widocznie nieco innej ilości energii niż ogrzanie go od  $10^\circ$  do  $11^\circ$  C; ogrzanie go od  $12^\circ$  do  $13^\circ$  C wymaga jeszcze innej ilości energii. Fakty te nie mogą nas dziwić. Wiemy z poprzedzających rozdziałów (II-go oraz VII go), że stopnie skali termometrycznej są to raczej *znaki* temperatur aniżeli ich *miary*; liczby, przez które je wyrażamy, wyprowadzają się z rozszerzalności pewnych termometrycznych substancyj (rtęci i szkła, wodoru, azotu i t. p.) ale nie mają związku z zawartością cieplną ogrzewanej masy  $m$  wody.

W równaniach (1) i (2) występują wielkości  $W$ ,  $Q$ ,  $m$  oraz  $T - T_0$ ; jakiemi jednostkami mamy się posługiwać, gdy mierzymy te wielkości? Pracę  $W$  oraz ilość  $Q$  cieplnej energii mierzymy *ergami* (§ 71 tomu I-go); iloczyn  $mc(T - T_0)$  musi zatem również wyrażać się w ergach. Ponieważ masę  $m$  mierzymy gramami (§ 40 tomu I-go), przeto iloczyn  $c(T - T_0)$  wyraża się w jednostkach: erg/gram czyli  $\text{cm}^2/\text{sek}^2$ . Oznaczając dla zwięzłości przez «stop. C» stopień skali termometrycznej Celsjusza, powiadamy ostatecznie, że stała  $c$  wyraża się w jednostce następującej: erg/(gram  $\times$  stop. C). W nauce o zjawiskach cieplnych znajomość wartości stałej  $c$  jest bardzo ważna; dla znalezienia tej wartości przedsięwzięto wiele badań i prac. Jeżeli początkowa temperatura wody  $T_0$  wynosi  $14.5^\circ$  C, końcowa zaś  $15.5^\circ$  C, stała  $c$  ma wartość następującą:

$$3. \quad c = 4.18 \times 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{gram} \times \text{stop. C}}$$

W niniejszym rozdziale poznamy niektóre z pomiędzy metod badania, które doprowadziły do powyższego wyniku.

## § 107. Ilość ciepła. Zasady kalorymetrii.

W § 106-ym rozważaliśmy doświadczenie, w którym ilość  $Q$  cieplnej energii, pochłaniana przez masę  $m$  wody, wytwarza się ze znanej ilości  $W$  pracy, użytej na ogrzanie tej masy; w tym razie ilość  $Q$  jest *a priori* wiadoma, albowiem wyznacza ją zasada zachowania energii. Pewnej masie wody możemy jednak udzielić ciepła rozmaitemi sposobami; możemy naprzykład, jak to czynimy codziennie, wystawić ją prosto na działanie płomienia. Przypuśćmy, że kilogram wody ogrzał się tym sposobem od  $14\cdot5^\circ$  do  $15\cdot5^\circ$  C. Nie znamy wówczas *a priori* ilości  $Q$  cieplnej energii, pochłoniętej przez wodę; nie możemy zastosować równania (1) poprzedzającego artykułu. Ale możemy przypuścić, że ówczesne równanie (2), mianowicie:

$$1. \quad Q = mc(T - T_0)$$

nie przestaje obowiązywać. Zasadzając się na przytoczone w § 106-ym wartości stałej  $c$ , wyliczamy pochłoniętą ilość  $Q$  cieplnej energii podług zauważonej wartości podniesienia temperatury; kładziemy naprzykład:

$$2. \quad m = 1000 \text{ gr}; \quad T - T_0 = 1 \text{ stop. C}; \quad \text{wówczas:}$$

$$Q = 4\cdot18 \times 10^{10} \text{ ergów.}$$

Polegające na takich zasadach mierzenie ilości cieplnej energii nie byłoby jednak łatwe ani dogodne; nie byłoby nawet dokładne, albowiem wyznaczenie wartości stałej  $c$  jest czynnością zawiłą i żmudną, której wynik nie może być wolny od drobnej niepewności. Jest to prawdą naukową doniosłości niezmiernej, że każda ilość cieplnej energii może powstać z pewnej określonej ilości pracy; ale w laboratorium lub w fabryce nie mamy powodu odwoływać się do niej codziennie; w takich razach potrzeba nam postępowania krótszego i praktyczniejszego.

Rozwój nauki o zjawiskach cieplnych rozpoczął się w XVIII-em stuleciu, dzięki zwłaszcza pracom Józefa Blacka w Glasgowie (1728—1799). Jakkolwiek nie znał zasady zachowania energii, Black utworzył pojęcie t. zw. *ilości ciepła*, bardzo blisko związane z pojęciem cieplnej energii. *Ilością ciepła* nazywamy ilość cieplnej energii, pochłoniętą przez pewne ciało z otoczenia albo też oddaną przez ciało otoczeniu; jest to zatem *zysk* albo *strata* zawartej w ciele cieplnej energii. Określona przez równanie (1)

wielkość  $Q$  jest oczywiście ilością ciepła. Przyrządy, służące do mierzenia ilości ciepła, nazywamy *kalorymetrami*; dział nauki, poświęcony rozważaniu zasad i metod takich pomiarów, nazywamy *kalorymetrją*.

W artykule poprzednim porównywaliśmy ilości ciepła z ilościami pracy; mierzyliśmy je ergami, ponieważ jednostką pracy jest erg. W kalorymetrii postępujemy inaczej; porównujemy w niej jedne ilości ciepła z innymi ilościami ciepła. Za *jednostkę ilości ciepła* wybieramy w kalorymetrii ilość ciepła, której musimy dostarczyć jednemu gramowi wody (znajdującemu się pod ciśnieniem jednej atmosfery), ażeby jego temperatura podniosła się od  $14.5^{\circ}\text{C}$  do  $15.5^{\circ}\text{C}$ ; tę jednostkę ilości ciepła nazywamy *kalorją*; każdą inną ilość ciepła mierzymy przez porównanie z kalorją. Przypuszczając naprzykład, jak przed chwilą, że kilogram wody ogrzał się od  $14.5^{\circ}$  do  $15.5^{\circ}\text{C}$ , powiadamy, że pochłonął on przytem 1000 kalorj.

Powróćmy do równania (1); stosując je do przypadku, przewidzianego w określeniu kalorji, otrzymujemy

$$3. \quad 1 \text{ kalorja} = 1 \text{ gram} \times c \times 1 \text{ stop. C};$$

zatem wartość  $c$ , wyrażona w kalorjach, jest dla wody następująca:

$$4. \quad c = \frac{1 \text{ kalorja}}{1 \text{ gram} \times 1 \text{ stop. C}}$$

Wstawiając do równania (3) wartość stałej  $c$ , podaną w § 106-ym, otrzymujemy

$$5. \quad 1 \text{ kalorja} = 4.18 \times 10^7 \text{ ergów}$$

Wiemy z § 71-go tomu I-go, że w miejscu, gdzie przyspieszenie ciężkości  $g$  wynosi  $981 \text{ cm/sek}^2$ , kilogramometr równa się  $9.81 \times 10^7 \text{ ergom}$ ; w tem samym przeto założeniu o wartości  $g$  wyprowadzamy z (5):

$$6. \quad 1000 \text{ kalorj} = 426 \text{ kilogramometrom.}$$

Mówiliśmy o ogrzewaniu się *wody* w poprzedzającym i w niniejszym artykule; w kalorymetrii woda jest wzorcem dla innych substancyj. Wyobraźmy sobie, że *jakiegokolwiek* ciało, którego masę oznaczamy przez  $m$ , ogrzewamy od początkowej temperatury  $T_0$  do końcowej temperatury  $T$ . Przypuszczamy wówczas, że zasadnicze równanie (1) stosuje się znowu; jednakże wartość stałej  $c$  będzie wogóle odmienna niż nią jest dla wody;

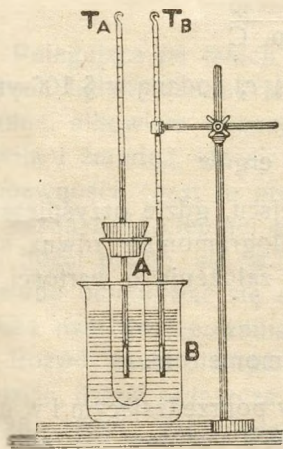
będzie zależna od natury badanego ciała. Przypuszczamy w dalszym ciągu, że uogólniliśmy w taki sposób równanie (1); stałej  $c$ , która się w niem wówczas znajduje, Gadolin w XVIII-em stuleciu nadał nazwę *ciepła właściwego* i nazwa ta, chociaż dziś przestarzała, jest dotychczas jeszcze w powszechnem użyciu. Jeżeli  $c$  jest ciepłem właściwym uważanego rodzaju substancji, tedy przez *pojemność cieplną* masy  $m$  tej substancji rozumiemy zazwyczaj iloczyn  $mc$ .

Ciepło właściwe, jak zobaczymy niebawem, jest ważną cechą substancji i charakteryzuje jej cieplne własności. Możemy powiedzieć, że ciepło właściwe wody pomiędzy  $14^{\circ}5'$  a  $15^{\circ}5'$  C wynosi 1 kal/gr. stop. C; ciepło właściwe wody w innych temperaturach albo ciepło właściwe innych substancyj jest większe lub mniejsze, ale wyraża się zawsze w powyższej jednostce. Podobnie jak dla wody, ciepło właściwe dowolnej substancji nie zależy od masy, ale może zależeć od granic, w których zmienia się temperatura ciała, pochłaniającego cieplną energję.

### § 108. Pierwsze postępowanie kalorymetryczne: metoda mieszanin.

Wykonajmy doświadczenie następujące. Do szerokiej próbówki  $A$  (rys. 135) nalewamy wody gorącej, której temperatura wynosi

np.  $80^{\circ}$  C; temperaturę tę wskazuje termometr  $T_A$ . Próbówkę  $A$  wraz z termometrem  $T_A$  umieszczamy w szklance  $B$ , która zawiera wodę o temperaturze pokojowej, przypuśćmy  $16^{\circ}$  C; temperaturę tej wody wskazuje inny termometr  $T_B$ . Zamieszawszy wodę w  $A$  i w  $B$ , odczytujemy obadwa termometry; powtarzamy tę czynność w pewnych odstępach czasu, np. co trzy minuty. Przekonywamy się tym sposobem, że temperatura wody w  $A$  opada, z początku szybko, później coraz powolniej; że temperatura wody w  $B$  podnosi się w sposób mniej więcej podobny. Po pewnym czasie temperatury wody w  $A$  i w  $B$  są jednakowe, obiedwie wynoszą  $28^{\circ}$  C. Zjawisko, które



Rys. 135.

dostrzegaliśmy tutaj, jest nam znane; jest to proces wyrównywania się temperatur dwóch ciał, znajdujących się w bezpośred-

dniem lub, jak tutaj, w pośrednim zetknięciu ze sobą; stan ostateczny jest ciepłą równowagą tych ciał (§ 11).

Rozważmy to samo zjawisko z punktu widzenia zasady zachowania energii. Woda *A* traciła, woda *B* zyskiwała ciepłą energję; w przejściu z *A* do *B* energia ciepła nie przeobrażała się w inne rodzaje energii; stąd wynika, według powołanej zasady, że ilość ciepła  $Q_A$ , stracona przez wodę *A*, jest równa ilości ciepła  $Q_B$ , pozyskanej przez wodę *B*. Spróbujmy obliczyć wartości  $Q_A$  i  $Q_B$ . Ważąc wodę *A* i wodę *B*, znajdujemy ich masy; przypuśćmy naprzykład, że:  $m_A = 60$  gr;  $m_B = 260$  gr. Temperatura wody *A* opadła z  $80^\circ$  do  $28^\circ$  C, temperatura wody *B* podniosła się z  $16^\circ$  do  $28^\circ$  C. Ciepło właściwe wody w zakresie od  $80^\circ$  do  $28^\circ$  C, oraz od  $16^\circ$  do  $28^\circ$  C, nie jest nam znane; przypuśćmy tytułem próby, że ono nie zależy od temperatury wcale; w takim razie w obu wymienionych zakresach temperatury ciepło właściwe wody ma tę samą wartość, jaką ma pomiędzy  $14.5^\circ$  a  $15.5^\circ$  C czyli, według równania (4) § 107-go, wynosi  $1 \text{ kal/gr} \times \text{stop. C}$ . Stosując się do równania (1) § 107-go, kładziemy wówczas

$$1. \quad Q_A = 60 \text{ gr} \times 1 \frac{\text{kal}}{\text{gr} \times \text{stop. C}} \times 52 \text{ stop. C} = 3120 \text{ kal.}$$

$$2. \quad Q_B = 260 \text{ gr} \times 1 \frac{\text{kal}}{\text{gr} \times \text{stop. C}} \times 12 \text{ stop. C} = 3120 \text{ kal.}$$

Otrzymaliśmy równe sobie wartości  $Q_A$  i  $Q_B$ , jak tego wymaga zasada zachowania energii; potwierdza się więc przypuszczenie, które przyjęliśmy, że ciepło właściwe wody, conajmniej w przybliżeniu, jest stałe i nie zależy od temperatury.

Weźmy na uwagę dowolną masę  $m$  dowolnej substancji, którą ogrzewamy od początkowej temperatury  $T_0$  do końcowej  $T_n$ . Przypuśćmy, że przedział od  $T_0$  do  $T_n$  zawiera  $n$  stopni Celsjusza; podzielmy ten przedział na podprzedziały, z których każdy obejmuje stopień:

$$3. \quad T_1 - T_0 = 1 \text{ stop. C} ; T_2 - T_1 = 1 \text{ stop. C} ; \dots \dots T_n - T_{n-1} = 1 \text{ stop. C.}$$

Przez  $c_1, c_2, \dots, c_n$  oznaczmy ciepło właściwe substancji w kolejnych podprzedziałach: przez  $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$  rozumiejmy ilości ciepła, które w nich masa  $m$  pochłania. Łączna ilość ciepła  $Q$ , pobrana przez masę w całym przedziale, wynosi

$$4. \quad Q = Q_1 + Q_2 + \dots \dots + Q_n \\ = m \{ c_1 + c_2 + \dots \dots + c_n \} \times 1 \text{ stop. C}$$

Oznaczając przez  $\bar{c}$  średnią arytmetyczną wartości  $c_1, c_2, \dots, c_n$ , mamy

$$5. \quad c_1 + c_2 + \dots \dots + c_n = n \bar{c}$$

zatem

$$6. \quad Q = m\bar{c} \times n \text{ stop. C}$$

Gdy posługujemy się równaniem (1) § 107-go, możemy więc zawsze przez  $c$  rozumieć *średnią* wartość ciepła właściwego danej substancji w zakresie temperatur od  $T_0$  do  $T$ .

Powracając do wyżej opisanego doświadczenia, powiadamy teraz, że średnia wartość ciepła właściwego wody pomiędzy  $80^\circ$  a  $28^\circ$  C musi być (co najmniej przybliżenie) równa średniej wartości tegoż ciepła właściwego pomiędzy  $16^\circ$  a  $28^\circ$  C. W istocie te dwie średnie nie są dokładnie sobie równe; metoda naszego doświadczenia nie jest tak ścisła, ażeby w niem mogła wyjść na jaw drobna różnica, która pomiędzy temi średniami wartościami zachodzi. Przenieszenie się cieplnej energii z wody  $A$  do wody  $B$  jest *głównem* zjawiskiem w tem doświadczeniu, ale nie jest jedynem. Energia przepływająca z  $A$  do  $B$  była zawarta nie tylko w wodzie  $A$ , lecz również w ściankach próbówki, w naczyniu i w rtęci termometru  $T_A$ ; nie udzieliła się też wyłącznie wodzie  $B$ , lecz także ściankom szklanki, naczyniu i rtęci termometru  $T_B$ . Woda  $A$ , następnie i  $B$ , odstępują nieco cieplnej energii otaczającemu powietrzu; tracą ją także przez promieniowanie. Nawet i po dłuższym czasie termometr  $T_A$  wskazuje nieco wyższą temperaturę aniżeli  $T_B$ ; dokładnego wyrównania tych temperatur doczekać się niepodobna; zanim ono nastąpi, obiedwie temperatury zaczynają powoli opadać; nie dostrzegamy więc właściwie temp.  $28^\circ$  C, musimy ją raczej odgadnąć. Gdybyśmy nie mieszały, temperatury różnych warstw wody (zarówno w  $A$  jak w  $B$ ) byłyby niejednakowe; mieszanie wprowadza obcą masę, energiczne mieszanie wprowadzałoby obcą energję. Te i inne *uboczne* zjawiska zakłócają zatem przebieg głównego zjawiska; przez stosowne urządzenie doświadczenia możemy zmniejszyć ich wpływ lub też uwzględnić go w rachunku, wprowadzając odpowiednie *poprawki*; lecz nie możemy uwolnić się całkowicie od zjawisk ubocznych. Rzeczywistość jest zawsze niezmiernie zawiła; w każdym badaniu usiłujemy tylko przybliżyć się do niej.

Możemy teraz uprościć a zarazem ulepszyć sposób wykonania powyższego doświadczenia. Odrzucając próbówkę  $A$ , mieszamy w naczyniu  $B$  bezpośrednio ze sobą: 60 gr wody mającej  $80^\circ$  C z 260 gr wody mającej  $16^\circ$  C; po zmieszaniu otrzymujemy 320 gr wody, której temperatura wynosi  $28^\circ$  C. Rozumowanie nasze i wnioski nie zmieniają się w niczem. Przyrząd, w którym dokonaliśmy takiego doświadczenia, jest najprostszym typem t. zw. *wodnego kalorymetru*. Postępowanie nasze jest najprostszym przykładem kalorymetrycznego postępowania, które nazywamy *metodą mieszania*.

Przypuśćmy, że mieszamy masę  $m_1$  wody o temp.  $T_1$  z masą  $m_2$  wody o temp.  $T_2$ ; otrzymujemy masę  $m_1 + m_2$  wody o temp.  $T$ . Przypuśćmy, że  $T_1$  jest niższa,  $T_2$  wyższa; temp.  $T$  będzie pośrednia. Zaniedbując zmienność ciepła właściwego,  $c$  wody pomiędzy  $T_1$  a  $T_2$ , piszemy

$$7. \quad m_1 c (T - T_1) = m_2 c (T_2 - T)$$

skąd wypada natychmiast

$$8. \quad T = \frac{m_1 T_1 + m_2 T_2}{m_1 + m_2}$$

Posługujemy się zwykle naczyniem kalometrycznym miedzianem, mosiężnym lub srebrnym, którego ściankom nadajemy grubość o ile można najmniejszą; umieszczamy je (na małych korkowych lub drewnianych podpórkach) wewnątrz drugiego, również metalowego naczynia, przyczem pomiędzy zewnętrzną powierzchnią pierwszego a wewnętrzną drugiego pozostaje wszędzie warstwa powietrza; obiedwie te powierzchnie są wypolerowane i gładkie. Poznamy wkrótce powody, które skłaniają fizyków do nadawania kalorymetrom takiej budowy.

### § 109. O mierzeniu ciepła właściwego.

Przypuśćmy, że chcemy zmierzyć ciepło właściwe miedzi; spróbujmy posłużyć się w tym zamiarze metodą mieszanin. Miedzi nie można wprawdzie zmieszać z wodą, ale można ją wprowadzić w cieplne zetknięcie z wodą kalorymetru, co wystarcza do poprawności postępowania. Wyobraźmy sobie, że wybrany okaz miedzi ma postać cienkiej blachy, którą w razie potrzeby zwijamy spiralnie; woda może ją wówczas otoczyć zewsząd dokładnie. Ogrzewamy miedź do pewnej temperatury  $T_2$ ; przenosimy ją następnie do wody kalorymetru, której temperaturę  $T_1$  poprzednio zmierzylśmy. Po wyrównaniu się temperatur, znajdujemy wspólną temperaturę  $T$  wody i miedzi. Oznaczmy przez  $m_1$  masę wody kalorymetru, przez  $m_2$  masę miedzi; przez  $c_1$  rozumiejmy średnie ciepło właściwe wody pomiędzy temperaturami  $T_1$  i  $T$ , przez  $c_2$  średnie ciepło właściwe miedzi pomiędzy temperaturami  $T$  i  $T_2$ . W uważanem zjawisku  $T_1$  jest oczywiście najniższą,  $T_2$  najwyższą,  $T$  pewną pośrednią temperaturą. Stosując się do równania (1) § 107-go (por. § 108), obliczamy ilość ciepła  $Q_1$  pobraną przez wodę oraz ilość ciepła  $Q_2$  oddaną przez miedź:

$$1. \quad Q_1 = m_1 c_1 (T - T_1) \quad ; \quad Q_2 = m_2 c_2 (T_2 - T)$$

Zaniedbując, jak poprzednio, straty i zakłócenia uboczne, kładziemy znów

$$2. \quad Q_1 = Q_2$$

skąd otrzymujemy

$$3. \quad c_2 : c_1 = m_1 (T - T_1) : m_2 (T_2 - T),$$

możemy zatem znaleźć wartość stosunku  $c_2 : c_1$ . Zaniedbując zmienność ciepła właściwego wody, możemy przyjąć za  $c_1$  war-



tość 1 kal/gr  $\times$  stop. C, stosującą się między 14·5° a 15·5° C (§ 107); równanie (3) pozwala nam wówczas wyliczyć  $c_2$ .

Przypuśćmy naprzykład:  $m_1 = 1000$  gr,  $m_2 = 500$  gr; przypuśćmy, że  $T_1$  wynosiła 16° C,  $T_2$  była 100° C i że znaleźliśmy 19·73° C jako ostateczną temperaturę  $T$ . Z równania (3) wyprowadzamy dla miedzi:

$$4. \quad c_2 = \frac{1000 \times 3\cdot73}{500 \times 80\cdot27} \frac{\text{kal}}{\text{gr} \times \text{stop. C}} = 0\cdot093 \frac{\text{kal}}{\text{gr} \times \text{stop. C}}$$

W następującej tabeli podajemy wartości ciepła właściwego niektórych substancyj, wyrażone w jednostce kal/gr  $\times$  stop. C; wartości te odpowiadają temperaturom pokojowym.

Ołów:	0·031	Szkło:	(0·19)	Oliwa:	(0·31)
Rtęć:	0·033	Cegła:	(0·22)	Nafta:	(0·45)
Mosiądz:	0·094	Porcelana:	(0·26)	Anilina:	0·50
Nikiel:	0·110	Drewno:	(0·42)	Eter etyl.:	0·54
Żelazo:	0·113	Wełna:	(0·45)	Alk. etyl.:	0·57

Liczyby ujęte w nawias wyrażają wartości średnie, przybliżone. Woda, jak widzimy, ma wyjątkowo duże ciepło właściwe; każdy więc zbiornik wody jest zarazem zasobnym zbiornikiem cieplnej energii. Ogrzewając nasze mieszkania wodą gorącą, korzystamy z tej szczególnej właściwości wody; tą samą okolicznością tłumaczymy również ważny wpływ, wywierany przez oceany i morza na klimat wybrzeży.

### Zadania.

1. W temperaturze pokojowej udzielamy po 5000 kal każdej z mas następujących: kilogram żelaza, mosiądzu, ołowiu, szkła, cegły. Obliczyć zmiany temperatury, które nastąpią w tych ciałach.

2. Jakich ilości ciepła potrzeba do ogrzania od 14·5° do 15·5° C litra wody, litra rtęci, litra oliwy, litra nafty?

3. Naczynie kalorymetru jest wyrobione z niklu; jego masa wynosi 180 gr; zawiera ono 1200 gr wody; temperatura początkowa kalorymetru wynosiła 14° C. Do wody kalorymetru wrzucamy kawałek ołowiu, którego masa była 250 gr, temperatura zaś wynosiła 100° C. Obliczyć temperaturę ostateczną, którą układ osiągnie w stanie cieplnej równowagi; obliczyć ją mianowicie (1) zaniedbując pojemność cieplną niklowego naczynia (2) uwzględniając tę pojemność. Ze znalezionej w drugim rachunku ostatecznej temperatury obliczyć napowrót ciepło właściwe ołowiu, zaniedbując pojemność naczynia niklowego; przekonać się tym sposobem, jaki błąd popełnilibyśmy, gdybyśmy tę pojemność opuścili w rachunku.

4. Czy dla mieszkańców budynku obojętna jest wartość ciepła właściwego materiału budowlanego, z którego wykonane są ściany?

5. Masa naczynia kalorymetru, wyrobionego z miedzi, wynosi 100 gr; naczynie to zawiera 500 gr wody; początkowa temperatura wody wynosi 15° C. Wlewamy 100 gr oliwy do małego miedzianego naczynka (które puste waży 20 Gr); tak napełnione, umieszczamy je w gotującej się wodzie, poczem przenosimy je do kalorymetru. Po ustanowieniu się równowagi temperatura kalorymetru wynosi 20·15° C. Obliczyć ciepło właściwe oliwy.

6. W płomieniu ogrzewaliśmy przez pewien czas kulę żelazną, ważącą 200 Gr. Rzuciwszy kulę do kalorymetru, zawierającego 100 gr miedzi oraz 1000 gr wody, o temp.  $15^{\circ}\text{C}$ , dostrzegamy, po osiągnięciu równowagi, temperaturę wspólną  $21.3^{\circ}\text{C}$ . Obliczyć temperaturę, którą miała kula w chwili przeniesienia jej do kalorymetru.

7. Spalając się, gram drewna wydziela około 5100 kal; gram oleju roślinnego lub zwierzęcego tłuszczu 9500 kal, gram węgla około 8200 kal, gram nafty wydziela około 11000 kal. Wyobraźmy sobie, że potrafiliśmy udzielić każdej z tych ilości ciepła, z osobna, pewnej ilości wody, której masa jest 10 kg, początkowa zaś temperatura  $14^{\circ}\text{C}$ ; jak zmieni się temperatura wody? Gdybyśmy mogli zamienić na pracę każdą z tych ilości ciepła (por. jednak § 113), ile ergów otrzymalibyśmy w każdym przypadku? Ile kilogramów opuścić się musi o metr ku dołowi, ażeby wydać tyle energii, ile otrzymujemy, spalając gram węgla lub nafty?

8. Z kurka *A* płynie woda, mająca  $100^{\circ}\text{C}$ ; z kurka *B* płynie woda, mająca  $10^{\circ}\text{C}$ ; mamy przygotować kąpiel, zawierającą 36 litrów wody o temp.  $35^{\circ}\text{C}$ . Ile litrów wody należy wypuścić z *A*, ile z *B*?

9. Gęstości dwóch ciał mają się do siebie jak 2:3; ich ciepła właściwe mają się do siebie jak 4:3. W jakim wzajemnym stosunku pozostają pojemności cieplne jednakowych objętości tych ciał?

10. Spadając z wysokości 5 m (w próżni, bez początkowej prędkości), kula miedziana, o masie 500 gr, wpada do kalorymetru wodnego, zawierającego 1 kg wody oraz 200 gr niklu; przypuszczamy, że kinetyczna energia kuli zamienia się całkowicie wówczas w ciepłą energję. Do jakiej temperatury ogrzeje się układ, jeżeli początkowa temperatura kalorymetru i kuli wynosiła  $12^{\circ}\text{C}$ ?

### § 110. Ciepło topienia się.

Pod ciśnieniem atmosferycznym lód topi się w temperaturze  $0^{\circ}\text{C}$ , wytwarzając wodę ciekłą o tej samej temperaturze (§ 16); czy wówczas pochłania z otoczenia pewną ilość ciepła czy też ją może raczej wyzwała? Czy kilogram lodu w  $0^{\circ}\text{C}$  i kilogram wody ciekłej w  $0^{\circ}\text{C}$  zawierają jednakową czy niejednakową ilość cieplnej energii? Jeżeli te ilości są niejednakowe, która jest większa? Choć w innych słowach, te same pytania zadawał sobie Black w r. 1757 a odpowiedź umiał wysnuć z najprostszych spostrzeżeń. Wyobraźmy sobie, mówi Black, masy śniegu, leżące nieraz w zimie na równinach i wzgórzach; przypomnijmy sobie masy lodu, zakrzepłe na rzekach, jeziorach i morzach. Gdy nadchodzi wiosna, śnieg albo lód przybiera rychło temperaturę  $0^{\circ}\text{C}$  ale topi się bardzo powoli; w grudniu lub styczniu, przeciwnie, woda w stawie lub w rzece marznie zazwyczaj dopiero po kilku lub kilkunastu dobach mrozu. Każdy kilogram lodu lub śniegu, zanim stopi się, musi widocznie pochłoniąć znaczną ilość

ciepła, której otoczenie musi mu dostarczyć; gdyby było inaczej, każda odwilż sprawiałaby natychmiast straszliwą powódź i klęskę. I przeciwnie, każdy kilogram wody ciekłej musi widocznie uwolnić i oddać otoczeniu znaczną ilość ciepła, zanim zamarznie. Nazwijmy więc *ciepłem topienia się* lodu, w  $0^{\circ}\text{C}$ , ilość ciepła, którą z otoczenia pochłania jednostka masy lodu, topiąc się w  $0^{\circ}\text{C}$ ; tę samą ilość ciepła oddaje otoczeniu jednostka masy wody ciekłej, zamarzając w  $0^{\circ}\text{C}$ .

Do ciepłego pokoju wnosimy dwie jednakowe szklanki *A* i *B*; w *A* znajduje się 100 gr śniegu o temp.  $0^{\circ}\text{C}$ , w *B* mamy 100 gr wody tej samej temperatury. Umieszczamy szklanki tuż koło siebie, w jednakowych warunkach; dopływające do nich w jednakowych czasach ilości ciepła muszą być, conajmniej przybliżenie, jednakowe. Po 5 minutach temperatura wody *B* wynosi  $2.5^{\circ}\text{C}$ ; w tym czasie w *A* stopiła się mała ilość śniegu; na stopienie się 100 gr śniegu w *A* musimy czekać przez 2 godziny i 40 minut. Przez czas pierwszych 5 minut szklanka *B* pobierała z otoczenia średnio po 50 kal na minutę. Jeżeli szklanka *A* pochłaniała ciepłą energię z tą samą szybkością, otrzymała ona 8000 kal aż do stopienia się całych 100 gr śniegu. Przybliżona więc wartość ciepła topienia się śniegu wynosi 80 kal na gram.

Ażeby dokładnie zmierzyć ciepło topienia się lodu lub śniegu, posługujemy się metodą mieszanin. Przypuśćmy, że kalorymetr wodny zawiera masę  $m_1$  wody oraz  $m_3$  stałego ciała (miedzi, niklu i t. p.), z którego jego naczynie jest wykonane; oznaczmy przez  $T_1$  początkową temperaturę tego kalorymetru; wrzucamy doń masę  $m_2$  śniegu, którego temperatura jest  $0^{\circ}\text{C}$ ; po stopieniu się śniegu i ustanowieniu się równowagi, obserwujemy temperaturę wspólną  $T$ . Oznaczmy przez  $L$  ciepło topienia się śniegu w  $0^{\circ}\text{C}$ ; przez  $c_1$  i  $c_3$  rozumiejmy średnie ciepło właściwe wody i substancji kalorymetrycznego naczynia pomiędzy temperaturami  $T$  i  $T_1$ ; przez  $c_2$  wyobraźmy średnie ciepło właściwe wody pomiędzy temperaturami  $0^{\circ}\text{C}$  i  $T$ . W myśl znanych nam zasad kładziemy

$$1. \quad (m_1c_1 + m_3c_3) (T_1 - T) = m_2L + m_2c_2T;$$

wyrażenie  $m_1c_1 + m_3c_3$  przedstawia tu oczywiście pojemność cieplną kalorymetru. Zaniedbując zależność ciepła właściwego wody od temperatury, piszemy:

$$2 \quad c_1 = c_2 = 1 \text{ kal/gr} \times \text{stop. C}$$

jak w § 107-ym; znając zatem  $m_1$ ,  $m_2$  i  $m_3$ ,  $T_1$  i  $T$  oraz  $c_3$ , wyprowadzamy z (1) wartość  $L$ , wyrażoną w jednostce: kal/gr.

Przypuśćmy, że naczynie kalorymetru jest miedziane; przypuśćmy, że

$$m_1 = 1000 \text{ gr}; \quad m_2 = 75 \text{ gr}; \quad m_3 = 100 \text{ gr}$$

że temp.  $T_1$  wynosiła  $15^\circ \text{ C}$ , temp.  $T$  zaś  $843^\circ \text{ C}$ . Kładąc w (1)

$$4. \quad c_1 = c_2 = 1 \text{ kal/gr} \times \text{stop. C}; \quad c_3 = 0.093 \text{ kal/gr} \times \text{stop. C},$$

otrzymujemy  $L = 80 \text{ kal/gr}$ . Wyraz  $m_3 c_3$  jest niewielką poprawką, którą w pierwszym przybliżeniu możemy zaniedbać.

Ciepło topienia się lodu w  $0^\circ \text{ C}$  wynosi niemal dokładnie  $80 \text{ kal/gr}$ .

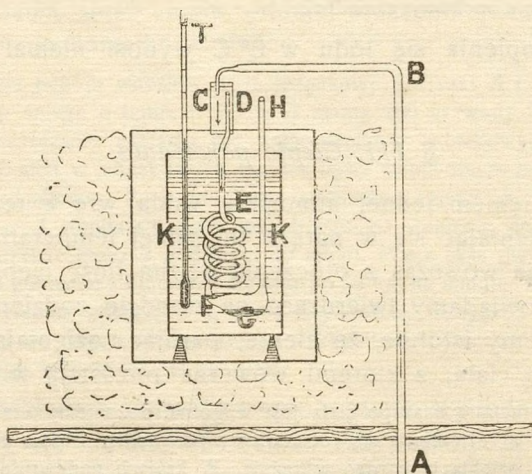
### § 111. Ciepło parowania.

Pod ciśnieniem jednej atmosfery woda wrze w temperaturze  $100^\circ \text{ C}$ , zamieniając się w parę o tej samej temperaturze (§ 18); czy pochłania wówczas z otoczenia pewną ilość ciepła? Na to pytanie odpowiadamy twierdząco na zasadzie codziennych spostrzeżeń; wiemy istotnie, że ciecze, parując, oziębiają się same lub oziębiają ciała, z którymi wówczas pozostają w zetknięciu.

Gdy powierzchnia naszego ciała jest wilgotna, doznajemy wrażenia chłodu; ażeby zapobiec przeziębieniu się, utrudniamy parowanie. Kropla eteru, umieszczona na dłoni, oziębia ją bardzo wyraźnie. W krajach podzwrotnikowych studzą wodę, wystawiając ją w nocy na otwartem powietrzu, rozlaną w płaskie kamienne naczynia; w Indjach umieją tym sposobem przyrządzać lód. Podobnemu celowi służą *alkarazy*, naczynia z gliny niewypalonej; drobne ilości wody, które przesączają się przez ich ścianki, parują i oziębiają wodę pozostałą. U nas podczas upałów, owinawszy karafkę wody w wilgotną serwetę, dmucha się na nią mieszkciem. Nalejmy nieco eteru do małego miedzianego naczynka, które zwilżyliśmy wodą od spodu; w silnym prądzie powietrza eter szybko paruje i oziębia naczynko tak znacznie, że niebawem marznie kropla wody, która do niego przyłgnęła.

Przejdźmy do dokładniejszych spostrzeżeń; utwórzmy najprzód ściśle, ilościowe pojęcie. *Ciepłem parowania* wody w  $100^\circ \text{ C}$  nazywamy ilość ciepła, którą pochłania z otoczenia jednostka masy wody w  $100^\circ \text{ C}$ , zamieniając się w parę o tej samej temperaturze; tę samą ilość ciepła oddaje otoczeniu jednostka masy pary wodnej, skraplając się w  $100^\circ \text{ C}$ . Ażeby zmierzyć ciepło parowania wody w  $100^\circ \text{ C}$ , posługujemy się przyrządem następującym. W naczyniu (opuszczonem na rys. 136-ym) gotuje się woda; tworząca się para wpływa rurą  $AB$  do naczynka szklanego  $CD$ , które zatrzymuje ostatnie ślady ciekłej wody skropionej, jeżeli z rury  $AB$  nie odpłynęły do zbiornika gotującej się wody. Para płynie dalej rurą  $DEFGH$ , skraplając się w wężow-

nicy  $EF$  i pozostawia w  $G$  utworzoną wodę ciekłą; cały ten przyrząd  $DEFGH$  znajduje się w kalorymtrze wodnym  $KK$ . Oznaczmy przez  $m_1$  masę wody, zawartej w kalorymtrze  $KK$ , przez  $m_3$  i  $m_4$  masę kalorymetrycznego naczynia i wężownicy, przez  $T_1$  początkową temperaturę kalorymetru. Przez  $m_2$  rozumiemy masę pary wodnej, skroplonej w doświadczeniu; znajdujemy  $m_2$



Rys. 136.

zapomocą dwóch ważeń, jednego wykonanego przed przepuszczeniem pary, drugiego po niem. Po skropleniu się masy  $m_2$  pary i po ustanowieniu się równowagi cieplnej obserwujemy temperaturę ostateczną kalorymetru  $T$ . Oznaczmy przez  $R$  ciepło parowania wody w  $100^\circ\text{C}$ ; przez  $c_1$  i  $c_2$  wyobraźmy średnie ciepło właściwe wody pomiędzy temperaturami  $T_1$  i  $T$  oraz  $T$  i  $100^\circ\text{C}$ ; przez  $c_3$  i  $c_4$  rozumiemy średnie ciepło właściwe, pomiędzy  $T_1$  i  $T$ , substancyj, z których naczynie kalorymetru i wężownica są wyrobione. W tych wszystkich oznaczeniach piszemy:

$$1. \quad (m_1c_1 + m_3c_3 + m_4c_4)(T - T_1) = m_2R + m_2c_2(100 - T)$$

Kładąc, jak dawniej

$$2. \quad c_1 = c_2 = 1 \text{ kal/gr} \times \text{stop. C}$$

oraz znając  $m_1, m_2, m_3, m_4, T_1$  i  $T$  oraz  $c_3$  i  $c_4$ , wyprowadzamy z (1) wartość  $R$ , wyrażoną w jednostce: kal/gr.

Przypuśćmy naprzykład, że naczynie kalorymetru jest wykonane z miedzi, wężownica zaś ze szkła. Przypuśćmy, że

3.  $m_1 = 1000$  gr;  $m_2 = 20$  gr;  $m_3 = 200$  gr;  $m_4 = 50$  gr  
i że temp.  $T_1$  wynosiła  $15^\circ$  C, temp.  $T$  zaś  $26.9^\circ$  C. Kładąc w (1):
4.  $c_3 = 0.093$  kal/gr  $\times$  stop. C;  $c_4 = 0.19$  kal/gr  $\times$  stop. C  
oraz przyjmując założenie (2), otrzymujemy  $R = 538.6$  kal/gr.

Ciepło parowania wody w  $100^\circ$  C wynosi  $538.6$  kal/gr.

Uważając za znane wartości:  $L$  ciepła topienia się lodu w  $0^\circ$  C oraz  $R$  ciepła parowania wody w  $100^\circ$  C, możemy utworzyć dwa nowe postępowania kalorymetryczne, które nie wymagają użycia termometru. Ilość ciepła, która może stopić masę  $m$  lodu w  $0^\circ$  C, wynosi  $mL$ ; ilość ciepła, która może odparować masę  $m$  wody w  $100^\circ$  C, wynosi  $mR$ . Zasada obu postępowań jest zatem bardzo prosta; lecz rzeczywiste zastosowanie tej zasady natrafia na liczne trudności, które dopiero w nowszych czasach (Bunsen'a kalorymetr lodowy 1870 r. Joly'ego kalorymetr parowy 1886 r.) udało się przezwyciężyć.

### Zadania.

1. Czy skropiony wodą lub alkoholem termometr wskazuje rzetelnie temperaturę, która panuje w otaczającym powietrzu?
2. Gdy para wodna skrapla się, wydziela się pewna ilość ciepła; czy fakt ten nie zdarza się w pospolitych meteorologicznych zjawiskach?
3. Do wnętrza dużej bryły lodu, której temperatura wynosi  $0^\circ$  C, wprowadzamy kulę mosiężną, ważącą 1 Kg i ogrzaną do  $100^\circ$  C. Ile gramów lodu stopimy tym sposobem?
4. Kilogram wody, ogrzanej do  $100^\circ$  C, zaczyna zamieniać się w parę, dzięki czemu po pewnym czasie temperatura obniżyła się do  $99.46^\circ$  C. Naczynie, zawierające wodę i parę, jest zabezpieczone od strat cieplnych nazewnątrz. Obliczyć ilość wody, która odparowała.
5. Kilogram lodu, o temp.  $0^\circ$  C, oblewamy kilogramem gorącej wody; otrzymujemy dwa kilogramy wody o temp.  $0^\circ$  C. Jaka była temperatura wody gorącej?
6. Kilogram lodu, o temp.  $0^\circ$  C, ogrzewamy parą wodną o temp.  $100^\circ$  C; otrzymujemy wodę ciekłą o temp.  $0^\circ$  C. Zaniedbując straty cieplne, obliczyć, ile musiało skroplić się gramów pary wodnej.
7. Ciepło parowania ciekłego amonjaku w  $16^\circ$  C wynosi  $297$  kal/gr. Wiedząc, iż w przyrządzie Carré'go odparowano  $5$  kg amonjaku w  $16^\circ$  C i że ilości ciepła, pochłoniętych przy tem zjawisku, dostarczała woda o początkowej temperaturze  $3^\circ$  C, obliczyć, ile otrzymano lodu o temp.  $0^\circ$  C.
8. Na ziemi leży warstwa śniegu grubości  $15$  cm; gęstość śniegu wynosi średnio  $0.2$  gr/cm<sup>3</sup>; temperatura śniegu jest  $0^\circ$  C. Ile potrzeba kaloryj na metr kwadratowy pola, ażeby stopić cały ten śnieg?
9. Blaszkę metalową o masie  $m_1$  i początkowej temperaturze  $T_1$  wprowadzamy do pary wodnej, o temp.  $100^\circ$  C; para ta nie zawiera ciekłych kropelek wody. Gdy temperatura blaszki dochodzi do  $100^\circ$  C, spostrzegamy, że osadziła się na niej masa  $m_2$  wody. Obliczyć ciepło właściwe metalu, z którego wyrobiona jest blaszka.
10. Z § 109-go wiemy, jakie ilości ciepła wytwarzają, spalając się, różne opałowe substancje. Przypuśćmy na chwilę (co jednak bywa dalekie od praw-

dy), że ilości ciepła, wytworzone w palniku lub w ognisku, potrafimy całkowicie zużyć na cel, do którego je przeznaczamy; ile w takim razie moglibyśmy stopić lodu w  $0^{\circ}\text{C}$ , spalając 5 kg nafty? ile odparować wody w  $100^{\circ}\text{C}$ , poświęcając 30 kg węgla? W kotle zawiera się  $1.5\text{ m}^3$  wody o temp.  $10^{\circ}\text{C}$ ; ile kg węgla trzeba byłoby spalić, ażeby ogrzać tę wodę do  $100^{\circ}\text{C}$  i zamienić ją w parę o temp.  $100^{\circ}\text{C}$ , gdyby ciepło ogniska nie rozpraszało się bezużytecznie? W rzeczywistości, nawet w najkorzystniej zbudowanej instalacji, spalamy około 2 razy więcej węgla, niż wypada z powyższego rachunku; dlaczego?

11. Zaniedbując wszelkie straty energii, odpowiedzieć na następujące pytania (a) ilu ergów pracy potrzeba, ażeby stopić 1 gram lodu w  $0^{\circ}\text{C}$  (b) z jakiej wysokości musiałyby spaść 1 kg lodu (o temp.  $0^{\circ}\text{C}$ ), ażeby wytworzona kinetyczna energia, zamieniona na ciepło, stopiła go w  $0^{\circ}\text{C}$ .

12. W chłodnicy przyrządu destylacyjnego 25 kg wody ogrzało się od  $10^{\circ}$  do  $20^{\circ}\text{C}$ . Otrzymana woda destylowana, wypływająca z wężownicy, miała temp.  $20^{\circ}\text{C}$ . Ile otrzymaliśmy wody destylowanej? Zaniedbujemy pojemność cieplną naczynia i wężownicy przyrządu destylacyjnego a także straty ciepłne tego przyrządu.

### § 112. Rozwój pojęć o istocie ciepła. Pierwsza zasada termodynamiki.

Czem jest ciepło? Co przenosi się z płomienia na lód i zmienia go w wodę? co, wpływając do wody, przeobraża ją w parę? Za czasów Newtona pytanie to leżało poza granicami właściwej nauki; lecz wkrótce po nim upowszechniło się przekonanie, że ono jest rozstrzygnięte. Według t. zw. *materjalnej teorii*, ciepło jest rodzajem materji, jest pewnym płynem subtelnym, ruchliwym, wszystko przenikającym, t. zw. *kalorykiem* albo *cieplikiem*. Jednym z twórców tej nauki był matematyk Euler; upowszechnił ją filozof Wolff; niemal wszyscy uczeni XVIII-go i początków XIX-go stulecia trzymali się tego poglądu. Według jednych, ciepłik był «pierwiastkiem ognia», był owemu *flogistonowi* pokrewny, który pod ciosami Lavoisiera miał upaść niebawem i zniknąć z nauki chemji. Według innych, ciepłik był identyczny z eterem powszechnym, roznoszącym, podług Eulera, impulsy i pulsę i sprawiającym w ten sposób świetlne zjawiska. Po wielu próbach, doświadczeniach i sporach zgodzono się wreszcie, że ciepłik, wpływając do ciał, nie powiększa ich ciężaru; że jest zatem «nieważki». Ponieważ jednak, przenikając do ciał, powiększa ich objętość, zatem ciepłik zajmuje miejsce w przestrzeni, jest «nieprzenikliwy», co, jak długo uczyły podręczniki, jest kardynalną własnością materji. Woda ciekła jest chemicznym zwią-

kiem lodu z cieplikiem; para wodna jest związkim wody ciekłej z cieplikiem; łącząc się z ważką materją, ciepłik «zataja się»; dlatego ciepło topienia się lub parowania jeszcze niedawno nazywano w fizyce ciepłem «utajonem». Lecz skoro ciepłik może wchodzić w związki chemiczne z materją, przeto sam przez się musi być również materją.

Gdy teoria ciepłika upadła, weszło w zwyczaj wyrażać się o niej lekceważąco; lecz sąd pogardliwy o tej teorii, dziś bardzo łatwy, jest nieuzasadniony. Badając rozwój nauki o ciepłe w XVIII-em i XIX-em stuleciu, powinniśmy o tem pamiętać, że zajmowano się wówczas przeważnie t. zw. *czysto cieplnemi* zjawiskami, w których energia cieplna przepływa z ciała do ciała lub z miejsca do miejsca, ale *nie* przeobraża się w inne postaci i kształty energii. Takim czysto cieplnem, bardzo ważnem zjawiskiem jest *przewodzenie ciepła* (§ 102); teorię tego zjawiska stworzył Fourier, którego *Théorie Analytique de la Chaleur* (1822) jest arcydziełem, jednym z najwspanialszych, matematycznego geniuszu. Do zjawisk czysto cieplnych stosuje się zasada zachowania ilości ciepła; w odosobnionym układzie ilość ciepła nie zmienia się w czysto cieplnem zjawisku. Dopóki więc mówimy o czysto cieplnych zjawiskach, możemy uważać ilość ciepła za ilość czegoś *trwałego*, co, jeśli nam się podoba, możemy nazwać *cieplikiem*. Ale czysto cieplne procesy są tylko szczupłym działem zjawisk fizycznych; w mnóstwie wydarzeń natury widzimy, iż energia cieplna wytwarza się z innych form energii, naprzykład z mechanicznej lub też w mechaniczną energję się przeobraża. Tarcie jest przykładem zjawisk pierwszego rodzaju; dlatego też Rumford i Humphry Davy, odwołując się do tych zjawisk, zwalczali teorię ciepłika, która ich istotnie nie mogła wyjaśnić. Rozważając jednak naturę ciepła i zapuszczając się co do niej w ogólnikowe domysły, Rumford i Davy nie zauważyli, że przemiany pracy i ciepła odbywają się według praw powszechnych i prostych.

W roku 1824 młody oficer francuski Sadi Carnot (1796—1832) ogłosił rozprawę p. t. *Réflexions sur la puissance motrice du feu*; w tej niewielkiej książeczce zawierały się ziarna, z których, kilkadziesiąt lat później, wyrosła jedna z najrozleglejszych teoryj zjawisk fizycznych, tak zwana *termodynamika*. Były to czasy, gdy zajmowano się usilnie na Zachodzie sprawą udoskonalenia maszyny parowej; jej potęga, która miała tak bardzo



zaważyć w rozwoju cywilizacji XIX-go stulecia, zwracała na siebie powszechną uwagę. Ten ważny postęp w naszej umiejętności korzystania z nagromadzonych na ziemi zasobów energii uderzał również Carnota; ale jego umysł patrzył bystrzej od innych i poza ludzką korzyścią dostrzegł głęboką prawdę natury. Przekonany, że praca nie może powstawać z niczego, że nie pojawia się nigdy bez jakiegoś równoważnika, Carnot szukał go w procesach, stanowiących o biegu maszyny parowej. Wiadomo, że istotną rolę w funkcjonowaniu maszyny parowej gra para wodna; tworzy się ona w kotle maszyny, pod wpływem wysokiej temperatury ogniska; ekspandując następnie, wykonywa ona pracę, której nami maszyna dostarcza; skroplona wreszcie w kondensatorze (czyli chłodnicy), powraca do kotła, ażeby odbyć znów ten sam cykl przemian i odbywać go dalej bez przerwy. Wyobraźmy sobie, że pewna ilość  $m$  wody, ulatniając się w kotle, pochłonęła ilość ciepła  $Q_1$ ; przypuśćmy, że, ekspandując, wykonała ilość  $W$  pracy; że wreszcie oddała ilość ciepła  $Q_2$ , skraplając się w kondensatorze. Carnot rozumował, jak następuje. Po odbyciu cyklu przemian w maszynie parowej, ilość  $m$  wody przybiera napowrót ten sam stan skupienia, tę samą gęstość i temperaturę, jakie miała w stanie początkowym; cykl przemian jest *zjawiskiem kotłowym* (por. tom I, § 83). Stąd wnosi Carnot, zgodnie z kaloryczną teorią, że ilości ciepła, które masa  $m$  pochłonęła i wydzieliła, są sobie równe:

$$1. \quad Q_1 - Q_2 = 0$$

Lecz ilość ciepła, którą tu nazywamy  $Q_1$  lub  $Q_2$  według Carnota, przeniosła się podczas cyklu z ciała cieplejszego (mianowicie z kotła) do ciała zimniejszego (do chłodnicy); to przeniesienie się ciepła z wyższej do niższej temperatury wydaje się Carnotowi równoważnikiem pracy  $W$  uzyskanej podczas cyklu, podobnie jak równoważnikiem pracy, której motor wodny dostarcza, jest przepłynięcie wody z wyższego do niższego poziomu. Wiemy dziś, że tak *nie* jest. Wiemy, że ilość ciepła  $Q_1$  musi być większa aniżeli  $Q_2$ , albowiem równoważnikiem wytworzonej pracy  $W$  jest zniknięcie ilości ciepła  $Q_1 - Q_2$ :

$$2. \quad Q_1 - Q_2 = W$$

Zasada zachowania energii uczy, że równanie (2) jest prawdziwe; równanie (1) tem samem jest błędne. Lecz mimo błędu, w który Carnota wprowadziła teoria ciepłika, punkt wyjścia i bieg jego

myśli jest postępowaniem doniosłym: nasuwa nam nowy sposób zapamiętywania się na zjawiska fizyczne.

Przenieśmy się teraz w myśli do czasów, w których Mayer i Joule występują na widownię nauki. Wyobraźmy sobie, że jesteśmy w r. 1842-ym; jaki jest stan wiedzy w dziale zjawisk cieplnych? Kalorymetria istnieje oddawna i zdaje sprawę zadowalniająco z zakresu czysto cieplnych procesów; jej podstawą jest pojęcie ilości ciepła, pochodzące jeszcze od Blacka; do mierzenia ilości ciepła służy kalorja, jednostka wprowadzić dowolna i niejako przygodna, ale dostosowana do praktycznych sposobów obserwowania cieplnych wydarzeń i dlatego dogodna. W innej dziedzinie nauki, w dziedzinie dynamiki, prawa ruchu brył materialnych są dobrze znane; pojęcie pracy mechanicznej jest ustanowione. Lecz pomiędzy kalorymetrią a dynamiką niema połączenia lub przejścia; zjawiska cieplne i mechaniczne wydają się odmienne, niezwiązane niczem ze sobą. Zespolenie w całość owych dwóch dziedzin nie stoi wcale na porządku dziennym nauki; zadowoleni, że mogą opanować czysto cieplne zjawiska, fizycy zamykają oczy na wszystko, co leży poza granicami tego zakresu.

W tej właśnie chwili pojawia się Robert Juljusz Mayer, skromny lekarz w drobnym miasteczku niemieckim; wypowiada on myśl fundamentalną, że ilości ciepła oraz ilości pracy są równoważne; ale zasada to twierdzenie li tylko na ogólnikach, na zdaniach dowolnych i pustych. Rozprawka Mayera przebrzmiewa bez echa. Zupełnie inną drogą idzie spótcześnie James Prescott Joule w Anglii. Joule nie rozmyśla nad jałowem pytaniem, jak świat *móglby być* urządzony; Joule chce wiedzieć, jak *jest* urządzony i widzi odrazu, że na to pytanie odpowiedzieć może tylko doświadczenie. Ażeby rozstrzygnąć, jaki istnieje związek pomiędzy cieplnymi a mechanicznymi zjawiskami, Joule przedsięwzię szereg doświadczeń, pomyślanych jasno, wykonanych ściśle; tym sposobem udawadnia, że pomiędzy pracą wydaną a uzyskaną ilością ciepła zachodzi stosunek stały i powszechny.

W § 106-ym opisaliśmy najbardziej znaną z pomiędzy metod doświadczalnych Joule'a; przytaczamy tu jeszcze dla przykładu wyniki jednego szeregu jego pomiarów (z r. 1850-go). Łączna masa ciał  $E$ ,  $F$  (rys. 133) wynosiła w jednej serji spostrzeżeń 261344 gr; opuszczały się one dwadzieścia razy z rzędu o 160 cm ku dołowi. W miejscowości Oak Field, gdzie Joule pracował, przy-

śpieszenie ciężkości wynosiło 981.35 cm/sek<sup>2</sup>. Z danych tych wyliczamy, że praca  $W$ , wykonana przez siłę ciężkości, wynosiła  $8\,207 \times 10^{10}$  ergów. Pojemność cieplna kalorymetru Joule'a składała się z cieplnych pojemności wody, miedzi i mosiądzu, które wchodziły w skład przyrządu; w jednostce kal/stop. C te trzy pojemności wyrażały się przez liczby 6041.2, przez 157.5 i 117.3; razem 6316.0. Temperatura kalorymetru podnosiła się średnio o 0.3104 stop. C; ilość ciepła  $Q$ , pochłonięta przez kalorymetr, wynosiła więc 1960.5 kaloryj. Stosunek

$$3. \quad J = \frac{W}{Q} = \frac{8\,207 \times 10^{10} \text{ ergów}}{1960.5 \text{ kaloryj}} = 4\,186 \times 10^7 \frac{\text{ergów}}{\text{kal.}}$$

wskazuje, ilu ergom równoważna jest jedna kaloria. Ten sam stosunek mierzył później ponownie sam Joule; mierzyli go również liczni dalsi badacze, posługując się bardzo rozmaitymi metodami pomiaru. Wymieniamy tylko niektóre z pomiędzy otrzymanych wyników:

Joule (ponownie, 1878 r.)	$J = 4\,177 \times 10^7 \text{ erg/kal}$
H. Rowland (1879)	$4\,188 \times 10^7 \text{ "}$
Callendar i Barnes (1900)	$4\,184 \times 10^7 \text{ "}$
Barnes (1902)	$4\,182 \times 10^7 \text{ "}$
Bousfieldowie (1912)	$4\,179 \times 10^7 \text{ "}$

Wartość  $4.18 \times 10^7 \text{ erg/kal.}$ , którą przyjęliśmy wyżej (§ 106), jest prawdopodobnie bliska prawdy.

Stosunek wydanej ilości pracy  $W$  do uzyskanej ilości ciepła  $Q$  bywa nazywany *mechanicznym* albo *dynamicznym równoważnikiem ciepła*; lub krócej *równoważnikiem  $J$* . Ścisłe biorąc, powinniśmy powiedzieć, że wartość  $J$  wyraża tylko stosunek kalorii do erga; wielkie natomiast odkrycie Mayera i Joule'a polega na zrozumieniu, że stosunek  $W/Q$  jest *zawsze jednakowy*. Czy praca zamienia się na ciepło, czy przeciwnie cieplna energia przeobraża się w pracę, nie ma to wpływu na wartość stosunku  $W/Q$ ; nie zależy on również od ilości  $W$  i  $Q$  pracy i ciepła, które przekształcone zostały, ani od natury ciał, które uczestniczyły w przekształceniu, ani od jakichkolwiek innych okoliczności i warunków zjawiska; *stosunek  $W/Q$  jest stałą powszechną*. Twierdzenie to nazywamy *pierwszą zasadą termodynamiki*.

### § 113. Druga zasada termodynamiki.

Ażeby zrozumieć działalność maszyny parowej, chociażby w najogólniejszym zarysie, musimy powrócić do sposobu myślenia Carnota. Ciałem *czynnem* w cyklu przemian maszyny parowej jest woda, w postaci bądź cieczy, bądź pary. Przypuśćmy, że masa  $m$  wody, przechodząc w kotle w stan pary, pochłania

ilość ciepła  $Q_1$ ; oznaczymy przez  $T_1$  temperaturę wody w kotle, zatem temperaturę, w której ilość ciepła  $Q_1$  jest pochłaniana. Ekspandując w walcu parowym, masa  $m$  wykonywa ilość  $W$  pracy; skraplając się w chłodnicy, oddaje ilość ciepła  $Q_2$ . Rozumiejmy przez  $T_2$  temperaturę wody w chłodnicy, zatem temperaturę, w której ilość ciepła  $Q_2$  jest oddawana. Ogół tych przemian, jak poprzednio, nazywamy *cyklem* albo *obiegim kołowym* maszyny. Temperatura  $T_1$  w każdej maszynie jest znacznie *wyższa* niż temperatura  $T_2$ ; dość zastanowić się, ażeby zrozumieć, że okoliczność ta nie jest przypadkowa ani podrzędna. Gdyby  $T_1$  nie była wyższa niż  $T_2$ , gdyby obiedwie temperatury były jednakowe, maszyna nie mogłaby działać. Przypuśćmy na chwilę, że  $T_1$  i  $T_2$  są jednakowe; nie byłoby wówczas powodu do odróżniania kotła od chłodnicy, do rozłączania tych zbiorników; moglibyśmy z nich wówczas utworzyć *jeden* zbiornik cieplny, *wspólny*. Czerpiąc ciepło z jednego tylko źródła, z jednego zbiornika, czy potrafilibyśmy zyskiwać pracę z maszyny parowej, zmusić ją do odbywania perjodycznie powtarzających się cykli? Gdyby maszyna za każdym obiegiem czerpała ilość ciepła  $Q$  z pewnego zbiornika i wytwarzała zarazem ilość  $W$  pracy, takie zjawisko nie sprzeciwiałoby się pierwszej zasadzie termodynamiki; praca  $W$  powstawałaby kosztem ginącej ilości  $Q$  ciepła. Nasze przypuszczenie nie jest więc sprzeczne z pierwszą zasadą termodynamiki; mimo to jednak pogodzić się z niem nie możemy; poczucie rzeczywistości ostrzega nas o tem, że ono jest błędne. Perjodycznie powtarzające się zjawiska kołowe nie odbywają się nigdy przy udziale *jednego* tylko zbiornika. Wszak rozporządzamy na ziemi ogromnemi zasobami cieplnej energii; naprzykład Ocean Atlantycki jest niezmiernie obfitym cieplnym zbiornikiem; nikt przecież nie próbuje zbudować maszyny parowej, która w cyklu swych przemian czerpałaby ciepło wyłącznie z Oceanu Atlantyckiego. Do nieprzerwanego działania każdej cieplnej maszyny konieczne są conajmniej *dwa* cieplne zbiorniki, o dwóch różnych temperaturach  $T_1$  i  $T_2$ . Jak wyrzekł Lord Kelvin, zamiana ciepła na pracę nie bywa nigdy *jedynym* wynikiem zjawiska kołowego, które może się nieprzerwanie powtarzać. Gdy naprzykład, jak przypuszczaliśmy wyżej, dwa zbiorniki biorą udział w przemianach ciała czynnego, jednym wynikiem obiegu kołowego jest zamiana ilości ciepła  $Q_1 - Q_2$  na pracę  $W$ ; drugim jego wynikiem, równie istotnym, jest prze-

niesienie ilości ciepła  $Q_2$  ze zbiornika o temperaturze  $T_1$  do zbiornika o niższej temperaturze  $T_2$ .

W § 82-im tomu I-go widzieliśmy, że w zachowawczym mechanicznym układzie przemiany energii odbywałyby się *odwrotnie*: kinetyczna energia odwrotnie przetwarzała się w potencjalną, potencjalna odwrotnie przechodziła by w kinetyczną. Wiemy jednakże, iż ściśle zachowawcze mechaniczne układy nie istnieją; dlatego zjawiska mechaniczne w istocie nie są odwracalne; odwracalne i nieodwracalne przemiany energii łączą się w nich, nieodłącznie ze sobą sprzężone. Możemy wyrazić się mniej więcej podobnie o zjawiskach cieplnych albo jednocześnie mechanicznych i cieplnych. Takie zjawiska odbywałyby się odwracalnie, gdyby mogły być w zupełności swobodne od *rozpraszających* zakłóceń: od tarcia naprzykład i oporu lepkości płynów zawieszonych (§ 8), od ociągania się i zmęczenia ciał niedoskonale sprężystych (§ 9), od dyfuzji ciał rozpuszczonych lub gazów (§§ 21 i 22), od przewodzenia i unoszenia ciepła (§§ 101 i 102), od wszelkich wogóle przemian, w których bądź sama przez się energia, bądź też materja i połączona z nią razem energia miesza, rozlewa się, pierzcha, ucieka i *rozprusza się*; w których ze sztucznego porządku i ładunku powraca do naturalnego chaosu i zagmatwania. W żadnym zjawisku natury nie możemy całkowicie uniknąć udziału i wpływu rozpraszających, nieodwracalnych procesów; dlatego pojęcie zjawiska odwracalnego jest i w termodynamice *fikcją*, do której rzeczywiste zdarzenia zbliżają się mniej albo więcej.

Jak wyżej, przypuśćmy, że ciało czynne  $C$  doznało kołowego zjawiska przy spółdziale dwóch cieplnych zbiorników I i II, których temperatury są  $T_1$  i  $T_2$ ;  $T_1$  ma być wyższa aniżeli  $T_2$ . Jeżeli ciało  $C$  w obiegu kołowym pochłania ilość ciepła  $Q_1$  od zbiornika I, oddaje ilość ciepła  $Q_2$  zbiornikowi II i wykonywa ilość  $W$  pracy, wówczas *wydajnością*  $L$  obiegu nazywamy stosunek  $W/Q_1$ . Genjusz Carnota odgadł dwie wielkie prawdy: *wydajność  $L$  jest wówczas największa, gdy cały przebieg kołowego zjawiska jest odwracalny; wydajność  $L$  jest ta sama dla wszelkich możliwych zjawisk kołowych odwracalnych, odbywających się z udziałem tych samych cieplnych zbiorników*. Gdy zatem zjawisko kołowe jest odwracalne, jego wydajność  $L$  zależy wyłącznie od temperatur  $T_1$  i  $T_2$ , nie zależy zaś wcale od natury ciała czynnego, od urządzenia maszyny ani od innych okoliczności zjawiska. Istnieje tedy *powszechna własność cieplna* ciał materialnych, niezależna od ich stanu, budowy, rodzaju, od tylu cech rozmaitych, któremi od siebie się różnią; fakt napozór zastanawiający i dziwny, który jednak łatwo zrozumieć, zważywszy, że w kołowym zjawisku ciało czynne powraca do stanu pierwotnego, od którego cykl się rozpoczyna; dlatego szczególnie własności ciała czynnego nie mają wpływu na wynik ostateczny obiegu.

Przypuśćmy, że zbiornik I znajduje się w temperaturze  $100^\circ$  C, zbiornik II w temperaturze  $0^\circ$  C. Jeżeli chcemy wyzyskać całą zdolność mechaniczną takiego układu, musimy go zaprząć do poruszania maszyny odwracalnej, lub o ile podobna zbliżonej do odwracalnej; musimy temu w miarę możności zapobiec, ażeby w działalności maszyny do przemian odwracalnych przyplątywały się nieodwracalne. Wyobraźmy sobie naprzykład, że pozwoliliśmy, ażeby ciepło bezpośrednio, przez przewodnictwo, płynęło ze zbiornika I do zbiornika II; jasną

jest rzeczą, że wydajność maszyny zmniejszy się wówczas, że może spaść nawet do zera.

Odwracając twierdzenie Carnota, Lord Kelvin wybrał wydajność  $L$  maszyny termodynamicznej odwracalnej, pracującej między temperaturami  $T_1$  i  $T_2$ , za podstawę *mierzenia* tych temperatur; tym sposobem wielki ten myśliciel ustanowił t. zw. *bezwzględną* lub *termodynamiczną skalę temperatur* (1848). Kelvin pokazał, że skalę termodynamiczną można dostosować (w pewnym stopniu przybliżenia) do skali zwykłych termometrycznych, np. wodorowych (§ 100); temperatury, odczytywane np. na wodorowym termometrze, różnią się wówczas bardzo mało od temperatur, przypadających ciału czynnemu według skali Kelvina. W skali termodynamicznej termometria (i cała nauka o zjawiskach cieplnych) uzyskała podstawę naukową, zależną nie od dowolnie wybranych własności ciał materialnych, lecz od urządzenia natury.

Gdy posługujemy się skalą termodynamiczną dla mierzenia temperatur  $T_1$  i  $T_2$ , mamy proste równanie:

$$1. \quad L = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Stąd wnosimy, że wydajność  $L$  stałaby się dopiero wówczas równa jedności, gdyby temperatura  $T_2$  spadła do zera; takiej temperatury (czyli zera skali Kelvina) nie możemy osiągnąć żadnym sposobem. Dla każdej innej temperatury  $T_2$  wydajność  $L$  jest mniejsza od jedności; gdy  $T_2$  dochodzi do  $T_1$ , wydajność  $L$  obniża się do zera. Jasno tutaj widzimy, jak zasada Carnota uzupełnia treść pierwszej zasady termodynamiki; jak, nie znosząc jej słuszności, ogranicza ją przecież i niejako zacieśnia.

Przypuśćmy, że w kotle maszyny parowej woda gotuje się pod bardzo znacznem ciśnieniem; jak zobaczymy w następującym rozdziale, temperatura wody może wówczas być znacznie wyższa niż  $100^\circ \text{C}$ ; przypuśćmy, że temperatura ta wynosi  $200^\circ \text{C}$ . Chłodnica maszyny niechaj pozostaje w temperaturze  $10^\circ \text{C}$ . Kładziemy (por. § 99):

$$2. \quad T_1 = 473; \quad T_2 = 283; \quad \text{zatem z (1): } L = 0.402.$$

Gdyby więc działalność maszyny polegała na zjawiskach ściśle odwracalnych, maszyna mogłaby, przy powyższych temperaturach kotła i chłodnicy, zamieniać na pracę za każdym obiegiem conajwyżej  $0.402 Q_1$ . W istocie jednak cykl przemian, odbywających się w rzeczywistej maszynie parowej, jest *daleki* od ideału odwracalności. Spalając się w powietrzu, kilogram węgla wytwarza około  $8.2$  milionów kaloryj; gdybyśmy umieli zamienić bez straty na pracę całą tę ilość ciepła, otrzymalibyśmy z niej  $3493200$  kilogramometrów (§ 107); według pierwszej zatem zasady termodynamiki, kilogram węgla, spalając się, może dostarczyć w najkorzystniejszym przypadku  $3493200$  kgm pracy. Zasada Carnota obniża to *maximum*; w powyższych założeniach o temperaturach  $T_1$  i  $T_2$  sprowadza je do  $1403200$  kgm. W dzisiejszym stanie techniki jesteśmy jeszcze bardzo dalecy od osiągnięcia tej *drugiej* idealnej granicy. W najbardziej udoskonalonej spóczesnej potężnej maszynie parowej, pracującej przybliżenie w założonych warunkach, kilogram spalonego węgla wydaje najwyżej  $280000$  kgm; a więc tylko  $8\%$  pracy, którą obiecuje pierwsza zasada termodynamiki lub  $20\%$  pracy, na jaką zezwala druga.

W roku 1907 wydobyto 272000 milionów kg węgla z kopalni angielskich; zużyte pod kotłami maszyn parowych, mogły one wyzwolić około 76160 milionów milionów kilogramometrów pracy. Ażeby zrozumieć całą treść, która w poprzedzającym zdaniu jest zawarta, wyobraźmy sobie na chwilę, że Anglja *nie* ma wcale dzisiejszych swych maszyn; przypuśćmy, że zatrudnia *niewolników*, podobnie jak Babilon, Assyryja, Egipt, Grecja i Rzym starożytny, które przez tyle wieków zmuszały do pracy tłumy helotów. Załóżmy, że od dorosłego, zdrowego niewolnika możemy uzyskać średnio 5 kgm pracy w ciągu sekundy; gdyby był czynny przez 10 godzin na dobę, wykonywałby średnio 180000 kgm w przeciągu 24 godzin; licząc rocznie 300 dni pracy, powiadamy, że niewolnik uskutecznia średnio w ciągu roku 54 miliony kgm. Gdyby więc Anglja od niewolników chciała otrzymać *tę samą* pracę, jaką dziś z węgla za pośrednictwem maszyn pobiera, musiałaby utrzymywać *1410 milionów* sztuk ludzkich roboczych. Wymowniej aniżeli długie opisy, ten rachunek objaśnia różnicę starożytną i nowoczesną naszej cywilizacji; wskazuje on także, jak potężny jest przemysł dzisiejszy, jak wielka jest moc tej nauki, która jest głównem źródłem ożywczem postępów technicznych.

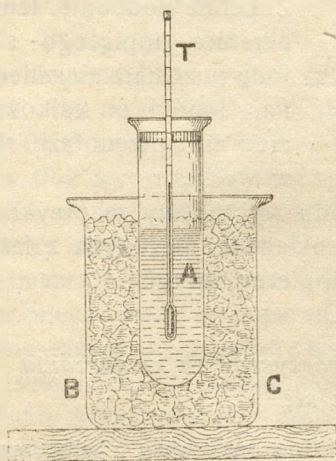
---

## ROZDZIAŁ DZIEWIĄTY.

### Zmiany stanu skupienia.

§ 114. Podczas zamarzania lub topienia się temperatura pozostaje niezmienna.

Do cienkościennej próbówki *A* (rys. 137) nalewamy wody destylowanej, zanurzamy w niej czuły termometr *T* i przyrząd ten umieszczamy w szklance *BC*, zawierającej mieszaninę śniegu z solą kuchenną. Przypuśćmy,



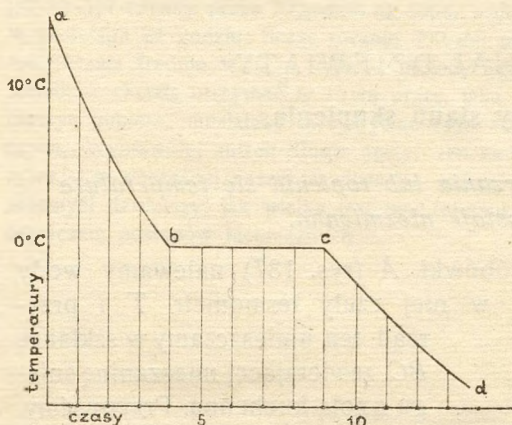
Rys. 137.

że początkowa temperatura wody w *A* wynosiła  $15^{\circ}\text{C}$ . Co pewien czas, np. co minutę, odczytujemy stan termometru *T*; znalezione tym sposobem temperatury odkładamy na osi rzędnych prostokątnego układu osi, przedstawionego na rys. 138 ym; na osi odciętych odkładamy czasy. Otrzymujemy krzywą *abcd* (rys. 138), która wskazuje, jak z biegiem czasu zmienia się temperatura układu, zawierającego się w *A*.

Z gałęzi *ab* krzywej wnosimy, że temperatura ta opada z początku od  $15^{\circ}\text{C}$  do  $0^{\circ}\text{C}$ ; następnie, jak widzimy z prostej *bc*, temperatura wewnątrz *A* utrzymuje się na zerze Celsjusza przez czas dosyć długi; wreszcie, jak uczy gałąź *cd*, znów się obniża. Znajdująca się w *BC* mieszanina oziębiająca ma temperaturę kilkunastu stopni poniżej  $0^{\circ}\text{C}$ , oziębia zatem nieprzerwanie próbówkę *A* i zawarte w niej ciało; dlatego znaczenie gałęzi *ab* i *cd* jest jasne; lecz jak mamy wytłumaczyć odcinek



prosty  $bc$ ? Gdy w próbówce  $A$  woda przybiera temperaturę  $0^{\circ}\text{C}$ , zaczyna zamarzać; każdy gram wody, który w  $0^{\circ}\text{C}$  zamarza, wydziela 80 kaloryj (§ 110). Gdyby więc mieszanina oziębiająca nie odbierała nieustannie próbówce  $A$  wytwarzającego się w niej ciepła, temperatura w  $A$  podniosłaby się ponad  $0^{\circ}\text{C}$ , woda w  $A$  przestałaby krzepnąć. Rozumiemy teraz znaczenie gałęzi  $bc$ ; w tym



Rys. 138.

okresie zjawiska woda oddaje mieszaninie oziębiającej tyle ciepła, ile go jednocześnie pobiera dzięki procesowi krzepnięcia; dopóki cała ilość wody, zawartej w próbówce, nie przemieni się w lód, temperatura w  $A$  pozostaje zatem niezmienna. Zupełnie podobnie, temperatura topiącego się lodu pozostaje niezmienna, dopóki on całkowicie nie przeobrazi się w wodę.

Zamarzanie wody i topienie się lodu wybraliśmy za przykład w powyższym wywodzie; do innych układów, złożonych z fazy stałej i ciekłej, stosowałyby się analogiczne uwagi.

### § 115. O zmianach objętości, towarzyszących zamarzaniu albo topieniu się.

Z kilograma wody otrzymujemy kilogram lodu; z kilograma lodu otrzymujemy kilogram wody ciekłej; woda zamarza i lód topi się bez straty i bez zysku masy. Ale z litra wody nie otrzymujemy litra lodu; z  $1000\text{ cm}^3$  wody ciekłej w  $0^{\circ}\text{C}$  otrzymujemy około  $1090\text{ cm}^3$  lodu tej samej temperatury. Zatem woda rozszerza się krzepnąc; lód kurczy się, skoro się topi.

Wiemy o tem z pospolitych spostrzeżeń, że lód jest mniej gęsty w  $0^{\circ}\text{C}$  niż woda; wszakże kra nie tonie, lecz pływa po rzece. Z dokładnych pomiarów wynika, że:

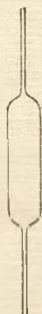
gęstość lodu w  $0^{\circ}\text{C}$  jest =  $0.9176\text{ gr/cm}^3$

gęstość wody w  $0^{\circ}\text{C}$  jest =  $0.9999\text{ gr/cm}^3$

Cienkościnną rurkę szklaną  $AB$  (rys. 139) wyciągamy we włoskowate

rureczki i napełniwszy ją wodą, zatapiamy z obu końców: tak napełnione naczynko umieszczamy w mieszaninie oziębiającej. Po jakimś czasie słyszymy trzask, który znaczy, że naczynko zostało zdruzgotane. Przy tem doświadczeniu odłamki szkła mogą zostać wyrzucone gwałtownie do góry; należy zabezpieczyć się od nich. Rozumiemy teraz, czemu rury wodociągowe pękają nieraz podczas mrozów; czemu niekiedy skałę lub drzewo rozsada w zimie marznąca w nich woda.

Podobnie jak woda, zachowuje się, krzepnąc, żelazo i bizmut a także stop czyli *aljaż* (złożony z ołowiu i bizmutu), z którego wyrabiane bywają czcionki drukarskie. Z tej własności wspomnianego aljażu korzysta sztuka drukarska; rozszerzając się w chwili krzepnięcia, aljaż drukarski wypełnia dokładnie wszystkie zakątki formy (matrycy); tylko dlatego czcionki mają ostre, wyraźnie odcinające się zarysy. Różne inne substancje (np. siarka, wosk, parafina, stearyna) kurczą się, krzepnąc, zachowują się zatem przeciwnie niż woda. Gdy nieco parafiny stopionej, stygnąc, krzepnie powoli w otwartym naczyniu, tworzy się na jej powierzchni dość znaczna zakłębłość.



Rys. 139

### § 116. Wpływ ciśnienia na topienie się i zamarzanie.

Wyobraźmy sobie, że w walcu *ABCD* (rys. 1, § 3) pod tłokiem znajduje się w  $0^{\circ}$  C mieszanina wody i lodu. Jeżeli na tłok wywieramy ciśnienie jednej atmosfery, woda i lód w  $0^{\circ}$  C są w równowadze ze sobą (§ 16). Wyobraźmy sobie, że na tłok wywarliśmy znacznie większe ciśnienie, np. 40 atmosfer; woda i lód nie będą wówczas w równowadze ze sobą, wydarzy się zatem jedna z dwóch możliwych reakcyj: nieco wody zamarznie albo też nieco lodu się stopi. Przypuśćmy na chwilę, że nieco wody w mieszaninie zamarznie; wiemy, że objętość mieszaniny zwiększyłaby się wówczas; zatem, wywierając znaczne ciśnienie na mieszaninę, dopomogliśmy jej do *rozszerzenia się*. Takie przypuszczenie nie jest prawdopodobne; prawdopodobne jest raczej przypuszczenie przeciwne: działając na mieszaninę znacznem ciśnieniem, wywołamy jej *ściśnięcie się*, więc wywołamy reakcję, która łączy się ze zmniejszeniem objętości: topienie się lodu. *W temperaturze  $0^{\circ}$  C, pod ciśnieniem większem niż atmosferyczne, nie ma równowagi pomiędzy lodem a wodą; lód w tych warunkach topi się.* Gdy jednak lód topi się, pewna ilość ciepła zostaje pochłonięta; jeżeli to ciepło nie napływa z otoczenia, temperatura mieszaniny pocznie się obniżać i będzie się obniżała coraz bardziej, dopóki nie ustanowi się między wodą a lodem nowa równowaga, pod ciśnieniem większem niż atmosferyczne, w temperaturze niższej niż  $0^{\circ}$  C. *Tempera-*

*tura równowagi wody i lodu obniża się, gdy ciśnienie się zwiększa.*

W roku 1849, gdy nikt jeszcze o tem nie wiedział, że temperatura topienia się lodu zależy od ciśnienia, James Thomson odkrył tę zależność na drodze rozumowania i przepowiedział dokładne jej prawo; brat Jamesa, William, późniejszy Lord Kelvin, stwierdził niebawem doświadczalnie, że przewidywania te były słuszne. W pobliżu  $0^{\circ}\text{C}$  temperatura topienia się lodu obniża się o  $0.0075^{\circ}\text{C}$ , gdy ciśnienie rośnie o 1 atmosferę; pod ciśnieniem 40 atmosfer lod topiłby się zatem nie w  $0^{\circ}\text{C}$ , lecz w  $-0.3^{\circ}\text{C}$ .

Wyobraźmy sobie mieszaninę, złożoną z parafiny stałej i ciekłej i przypuśćmy, że wywieramy na nią znaczne ciśnienie. Krzepnąc, parafina kurczy się; wpływ ciśnienia w tym razie będzie więc przeciwny niż w przypadku równowagi między wodą a lodem. Doświadczenie potwierdza ten wniosek. Pod ciśnieniem atmosferycznym parafina topi się w  $46.3^{\circ}\text{C}$ ; pod ciśnieniem 100 atm., jak przekonał się Bunsen, topi się w  $49.9^{\circ}\text{C}$ .

Zależność temperatury topienia się lodu od ciśnienia tłumaczy zjawisko, które Faraday nazwał *regelacją* (zamarzaniem powrotnem). Przyciśnijmy mocno do siebie dwie bryły lodu; po złuźnieniu nacisku przekonywamy się, że bryły przymarzły do siebie. Pod wpływem ciśnienia bryły topią się na powierzchni zetknięcia; ale utworzona woda, która ma temperaturę niższą niż  $0^{\circ}\text{C}$ , zamarza napowrót, skoro uwolni się z pod ciśnienia. Zjawisko regelacji możemy odnaleźć w mnóstwie spostrzeżeń codziennych. Dzieciom szkolnym wiadomo, że w czasie ostrego mrozu urabianie t. zw. «śnieżek» idzie niesporo; ucisk dłoni nie wystarcza do wywarcia na śnieg nieodzownego ciśnienia. Inny przykład nasuwa ślizgawka. W miejscu, w którym ostrze łyżwy dotyka powierzchni lodu, łyżwiarz swym ciężarem wywiera znaczne ciśnienie: w tem miejscu topi się zatem cienka warstewka lodu, co pozwala łyżwiarzowi »zachwytywać« lodu t. j. zagłębiać się nieco pod jego powierzchnię.

W górach gromadzą się nieraz olbrzymie pokłady śniegu, z których powstają *lodowce*. Wyobraźmy sobie bardzo wysoki słup śniegu i przypuśćmy, że jego temperatura leży poniżej  $0^{\circ}\text{C}$ . Dolne warstwy słupa są poddane działaniu ogromnego ciśnienia, które sprzyja topieniu się. Woda wytworzona ma temperaturę niższą niż  $0^{\circ}\text{C}$ ; gdy, wypłynąwszy, uwalnia się z pod ciśnienia, marznie natychmiast. Zjawisko to powtarza się, gdy śniegu od góry coraz więcej przybywa; kolumna śniegu przeobraża się wówczas w lodowiec. W Alpach, w Andach, w Himalayach spotykamy nieraz potworne cielska takich lodowców, które suną w głąb dolin z prędkością od kilku do kilkudziesięciu centymetrów na dobę, niszcząc wszystko po drodze i pozostawiając tylko skały wygładzone. To powolne pełzanie lodowców jest zawilem zjawiskiem; przyczynia się do niego regelacja warstw dolnych, ale współdziała także plastyczność lodu i inne wpływy uboczne.

Ażeby okazać zjawisko regelacji, wybieramy dużą bryłę lodu i wspieramy ją brzegami na dwóch stołach, tak iż tworzy ona niejako most między nimi; na bryłę kładziemy niezbyt gruby miedziany drut, zgięty w kształcie  $\cap$  i obciążony stosownie na końcach. Po pewnym czasie przekonywamy się, że drut przechodzi nawskróś przez bryłę lodową; ale miejsca, które drut przeciął, zra-  
stają się zaraz napowrót ze sobą.

## § 117. Pary nasycone. Ciśnienie nasycenia.

Zjawiska ulatniania się cieczy oraz skraplania się gazów i par zasługują na uwagę nie tylko dlatego, że grają ważną rolę w naszym życiu codziennym; stanowią one wyborny przykład reakcyj możliwych w dwufazowym układzie; zapoznawszy się z niemi, poczynamy rozumieć charakter praw, rządzących światem materji.

Przypuśćmy, że w walcu  $ABCD$  (rys. 1, § 3) znajduje się pod tłokiem, w temperaturze  $T$ , układ złożony z wody ciekłej i z pary wodnej; w temperaturze  $T$  para nad wodą wywiera pewne ciśnienie  $P$ . Układ jest w równowadze w tych warunkach; w temperaturze  $T$  i pod ciśnieniem  $P$  woda nie paruje, para nie skrapla się. Przypuśćmy, że podnieśliśmy tłok do góry; powiększyliśmy przez to objętość, którą para wypełnia; ciśnienie pary zmniejsza się zatem. W temperaturze  $T$  i pod ciśnieniem mniejszym niż  $P$  układ nie jest w równowadze; pewna ilość wody ulatnia się wówczas, przez co ilość pary pod tłokiem i ciśnienie jej wzrasta. Gdy ustanowi się napowrót ciśnienie  $P$ , woda przestaje parować; w temperaturze  $T$  i pod ciśnieniem  $P$  układ jest w równowadze. Przypuśćmy, że postąpiliśmy przeciwnie; posuwając tłok ku dołowi, zmniejszyliśmy objętość, którą wypełnia para. Ciśnienie pary wzrasta wówczas przelotnie ponad wartość  $P$ , pewna ilość pary skrapla się, dzięki czemu ciśnienie jej zmniejsza się; po ustanowieniu się ciśnienia  $P$ , zapanuje znów równowaga. Widzimy, że stosunek ilości pary do ilości wody ciekłej w układzie *nie* jest określony przez samą temperaturę  $T$ ; zależy on również od objętości układu. Natomiast *ciśnienie pary, znajdującej się w równowadze z wodą ciekłą, nie zależy od objętości; zależy ono wyłącznie od temperatury.* Parę, znajdującą się w równowadze z cieczą, z której się tworzy, nazywamy *nasyconą*; ciśnienie  $P$  pary nasyconej nazywamy *ciśnieniem nasycenia*. Powiadamy zatem: *w układzie, złożonym z cieczy i pary, ciśnienie nasycenia jest funkcją tylko temperatury.*

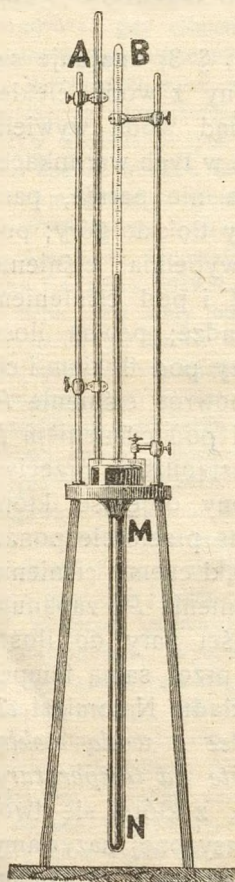
Powyższe przedstawienie rzeczy uzupełniamy jeszcze następującą uwagą. Gdy woda ulatnia się, każda jednostka jej masy pochłania ilość ciepła  $R$ , którą nazywamy *ciepłem parowania* (§ 111); masa  $m$  wody pochłania wówczas ilość ciepła  $mR$ . Jeżeli taka ilość ciepła nie napływa z otoczenia, układ

musi sam jej dostarczyć; temperatura układu obniża się wówczas i powraca do wysokości  $T$  dopiero po nadejściu z otoczenia ilości ciepła, którą układ utracił. Jeżeli temperatura wody i pary ma pozostawać stała, podnoszenie tłoka do góry wymaga zatem dopływu ciepła zzewnątrz; obniżanie tłoka ku dołowi, w tem samym założeniu, wymaga odpływu ciepła nazewnątrz.

Wyrażenie *para nasycona*, oddawna przyjęte w nauce, nie jest trafne; widoczną jest rzeczą, że nie sama para, raczej zajęta przez nią część przestrzeni jest nasycona. Nie mówimy, że *cukier* jest nasycony, gdy woda, znajdująca się w szklance nad cukrem, nie może go więcej rozpuścić (§ 20); powiadamy, że *roztwór* jest nasycony. Widzieliśmy już w rozdz. II-im, że pomiędzy dwoma przypadkami równowagi, o których tu mowa, zachodzi podobieństwo istotne.

Należy to dobrze zrozumieć, że *para nasycona* od nienasyconej nie różni się żadną szczególną własnością. Nasylenie jest w równej mierze cechą pary jak cieczy, z której para powstaje; stan nasylenia jest równowagą układu, składającego się z pary i z cieczy.

Następujące doświadczenie służy do objaśnienia twierdzenia, podanego w artykule niniejszym. Do naczynia  $MN$ , zawierającego rtęć, wprowadzamy dwie rury barometryczne Torricelli'ego  $A$  i  $B$  (rys. 140); obie powierzchnie rtęci w rurach ustanawiają się w jednakowej wysokości ponad zwierciadłem rtęci w otwartym naczyniu. Zapomocą małej zagiętej pipety wprowadzamy do rury  $B$  nieco alkoholu etylowego; ciecz ta wypływa nad rtęć i ulatnia się całkowicie lub w części. Powierzchnia rtęci w  $B$  stoi teraz niżej aniżeli w  $A$ ; jeżeli temperatura pokoju wynosi np.  $15^{\circ}$  C, słup rtęci w  $B$  jest o 33 mm niższy niż w  $A$ . Zanurzając rurę  $B$  do szyjki naczynia  $MN$ , spostrzegamy, że ilość cieczy, skroplonej w  $B$  ponad rtęcią, zwiększa się; wyciągając rurę  $B$  ku górze, sprawdzamy, że ilość ta zmniejsza się lub nawet, być może, całkiem zanika. Dopóki jednak w  $B$  ponad rtęcią znajduje się choćby ślad cieczy, różnica wysokości słupów w  $A$  i  $B$  pozostaje niezmienna; ciśnienie na-

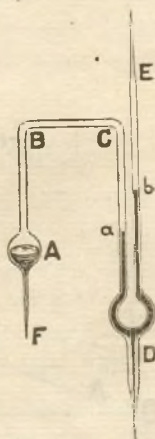


Rys. 140.

strzegamy, że ilość cieczy, skroplonej w  $B$  ponad rtęcią, zwiększa się; wyciągając rurę  $B$  ku górze, sprawdzamy, że ilość ta zmniejsza się lub nawet, być może, całkiem zanika. Dopóki jednak w  $B$  ponad rtęcią znajduje się choćby ślad cieczy, różnica wysokości słupów w  $A$  i  $B$  pozostaje niezmienna; ciśnienie na-

sycenia pary nie zależy od zajmowanej przez nią objętości. Opisane tu doświadczenie wykonał po raz pierwszy John Dalton w r. 1801-ym.

Jeżeli rozporządzamy dobrą pompą, możemy posłużyć się następującym prostym przyrządem. Naczynko *A* (rys. 141) zawiera badaną ciecz; do mierzenia jej ciśnienia nasycenia służy manometr rtęciowy *CDE*, w którego ramieniu *bE* ma być próżnia; w części *ABCa* przyrządu powinna znajdować się tylko para, która wytwarza się w *A*. Po dokładnem wypłókanui, wysuszeniu i opróżnieniu przyrządu, wprowadzamy rtęć do *CDE* przez *D* oraz ciecz badaną do *A* przez *F*, poczem zatapiamy zakończenia *D*, *E*, *F*. Pionowo mierzona różnica wysokości powierzchni rtęci *a* i *b* w manometrze daje wartość szukanego ciśnienia nasycenia.



Rys. 141.

### § 118. Zależność ciśnienia nasycenia od temperatury.

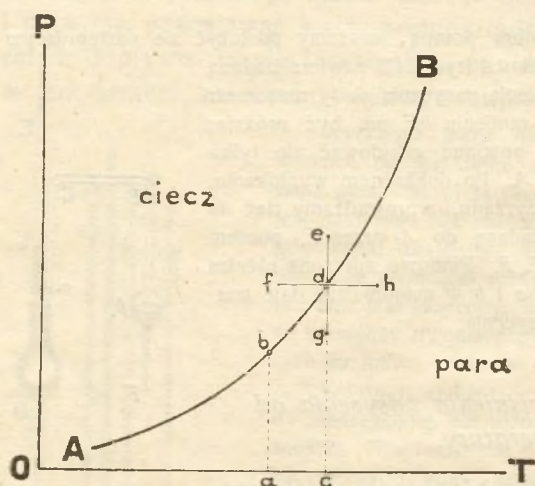
Już Dalton zadawał sobie pytanie, w jaki sposób ciśnienie nasycenia rozmaitych substancyj zależy od temperatury; było mu wiadomo, że *ciśnienie nasycenia zwiększa się zawsze, gdy temperatura się podnosi*.

W doświadczeniu przedstawionem na rysunku 140 przekonaliśmy się na przykład, że w temp. 15° C ciśnienie nasycenia alkoholu etylowego wynosi 33 mm; jeżeliby temperatura wynosiła 20° C, znaleźlibyśmy 44 mm. Zanurzając naczynko *A* przyrządu, wyobrażonego na rys. 141-ym, do stosownych kąpieli, możemy przekonać się o wiele dogodniej, jak zmienia się z temperaturą ciśnienie nasycenia substancji umieszczonej w *A*.

Zależność ciśnień nasycenia rozmaitych substancyj od temperatury była przedmiotem mnóstwa poszukiwań; dokładnością i rozległością wyróżniają się zwłaszcza badania znakomitego fizyka francuskiego Wiktora Regnaulta. W następującej tablicy podajemy niektóre ciśnienia nasycenia dla kilku ważniejszych substancyj; ciśnienia te *P* są wyrażone w milimetrach rtęci.

<i>T</i>	<i>P</i>			
	Woda	Alkohol etylowy	Eter etylowy	Rtęć
0° C	4·57	12·6	184·9	0·0002
10°	9·14	23·8	291·8	0·0005
15°	12·67	33·0	—	—
20°	17·36	44·0	442·4	0·0013
50°	92·0	221·0	1276·1	0·015
100°	760·0	1695	4859	0·270
200°	11647	22160	—	17·015

Wartości  $T$  i  $P$ , podane dla jednej z pomiędzy powyższych substancyj, odłożmy na osiach prostokątnego układu współrzędnych:



Rys. 142.

temperatury  $T$  odkładamy na osi odciętych  $OT$ , ciśnienia  $P$  na osi rzędnych  $OP$  (rys. 142). Miejszem geometrycznym punktów (np.  $b$ ,  $d$  i t. d.), których współrzędnymi są odpowiadające sobie wartości  $T$  i  $P$ , jest krzywa  $AB$ , linia równowagi cieczo-pary. Postać tej krzywej, dla każdej substancji odmienna, wskazuje, w jaki sposób ciśnienie nasycenia

zmienia się z temperaturą. Wiemy, że ciśnienie nasycenia jest funkcją tylko temperatury; postać krzywej  $AB$  uzmysławia nam kształt tej funkcji, dla każdej substancji osobno.

Przypuśćmy, że  $Oc$  na rys. 142-im wyobraża temperaturę  $T$ ,  $cd$  zaś odpowiednie ciśnienie nasycenia  $P$ . W temperaturze  $T$  i pod ciśnieniem  $P$  układ jest w równowadze; takiemu stanowi odpowiada punkt  $d$ , który też leży na krzywej równowagi  $AB$ . Przypuśćmy, że układ ma temperaturę  $T$ , ale ciśnienie w nim panujące jest nieco większe niż  $P$ , jak to wyobraża np. punkt  $e$  rysunku; lub też przypuśćmy, przeciwnie, że układ znajduje się pod ciśnieniem  $P$ , ale temperatura jest w nim nieco niższa niż  $T$ , jak to wyobraża np. punkt  $f$ . W obu razach równowaga jest niemożliwa; w obu razach para skrapla się i cały układ przybiera postać cieczy. Możemy powiedzieć, że punkty  $e$  i  $f$  rysunku leżą względem krzywej  $AB$  po stronie cieczy. Przypuśćmy, że układ ma temperaturę  $T$ , ale ciśnienie w nim panujące jest nieco mniejsze niż  $P$ , jak to wyobraża np. punkt  $g$ ; lub też przypuśćmy, przeciwnie, że układ znajduje się pod ciśnieniem  $P$ , ale temperatura jest w nim nieco wyższa niż  $T$ , jak to wyobraża np. punkt  $h$ . W obu razach równowaga jest niemożliwa; w obu razach ciecz ulatnia się i cały układ przybiera postać pary. Po-

wiadamy, że punkty  $g$  i  $h$  leżą względem krzywej  $AB$  po stronie pary. Krzywa  $AB$  oddziela zatem od siebie dwie dziedziny na naszym rysunku: dziedzinę cieczy i dziedzinę pary. W punktach pierwszej dziedziny ( $e$ ,  $f$  i t. p.) układ jest całkowicie cieczą; w punktach drugiej ( $g$ ,  $h$  i t. p.) jest całkowicie parą. Tylko w punktach, leżących na krzywej rozgraniczającej  $AB$ , układ może być po części cieczą, po części parą.

### § 119. Zależność temperatury równowagi od ciśnienia.

Każdej temperaturze na krzywej  $AB$  (rys. 142) odpowiada pewne (jedno) ciśnienie nasycenia  $P$ . Ale i naodwrot, każdemu ciśnieniu nasycenia odpowiada na tej krzywej pewna określona temperatura. Możemy zatem odwrócić twierdzenie § 117-go; możemy powiedzieć: *w układzie, złożonym z cieczy i pary, temperatura równowagi jest funkcją tylko ciśnienia*. Z rys. 142-go widzimy, że temperatura równowagi cieczy i pary podnosi się, gdy ciśnienie się wzmacza; że temperatura ta obniża się, gdy ciśnienie staje się mniejsze.

Zjawiskiem wrzenia zajmowaliśmy się w § 18-ym. Wiemy, że, jeżeli z ponad cieczy usuwamy tworzącą się parę, wówczas coraz nowe ilości pary pojawiają się na powierzchni cieczy oraz w jej wnętrzu; pęcherzyki pary skłębają i kotłują ciecz całą, co pospolicie nazywa się wrzeniem. Jeżeli zatem ciecz wra w temperaturze  $T$  i pod ciśnieniem  $P$ , możemy stąd wnosić, że w tej temperaturze i pod tem ciśnieniem ciecz i para są w przybliżeniu w równowadze ze sobą. Jednakże zjawisko wrzenia jest dosyć zawite; jego przebieg może zależeć od okoliczności ubocznych, w które tu nie wchodzimy.

Gram wody ciekłej w  $100^{\circ}\text{C}$ , pod ciśnieniem 1 atmosfery, zajmuje objętość  $1\ 04\ \text{cm}^3$ ; gram pary wodnej, w tych samych warunkach, wypełnia  $1651\ \text{cm}^3$ . Gdy zatem gram wody ciekłej zamienia się, w  $100^{\circ}\text{C}$ , pod ciśnieniem 1 atmosfery, w gram pary wodnej, reakcja ta jest połączona z bardzo znacznem *zwiększeniem się* objętości. Okoliczność ta tłumaczy, dlaczego temperatura równowagi wody i pary podnosi się, gdy ciśnienie się zwiększa; powracając do sposobu rozumowania, znanego z § 116-go, przekonywamy się o tem istotnie. Parowanie wody należy, jak widzimy, do tej kategorii reakcyj, do której zalicza się np. topienie się parafiny; do przeciwnej niż topienie się lodu. Wniosek ten stosuje się do wszystkich substancyj; nie znamy przykładu jednorodnej substancji, która w postaci pary zajmowałaby objętość mniejszą aniżeli w postaci cieczy.

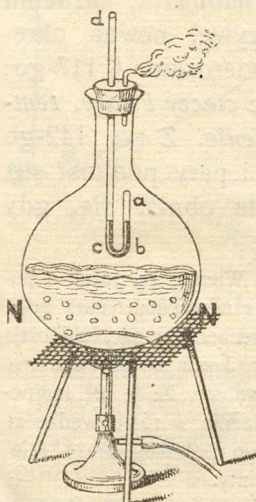
### § 120. Punkt wrzenia normalny.

*Normalnym punktem wrzenia* nazywamy temperaturę, która, na krzywej równowagi cieczy i pary ( $AB$ , rys. 142) uważanej substancji, odpowiada ciśnieniu nasycenia, równemu jednej atmosferze normalnej (§ 44).



Panujące w powietrzu ciśnienie, w pobliżu powierzchni ziemi, różni się zazwyczaj nieznacznie od ciśnienia 1 atmosfery; za normalny punkt wrzenia cieczy uważa się więc zwykle temperaturę, w której ona wre w otwartym naczyniu. O ile przybliżone jest takie postępowanie, o tem, na przykładzie wody, objaśnia następująca tablica, w której ciśnienia nasycenia  $P$  są wyrażone w milimetrach rtęci:

$P$	$T$	$P$	$T$
730 0 . . . . .	98·88° C	755·0 . . . . .	99·81° C
735 0 . . . . .	99·07	760 0 . . . . .	100 00
740 0 . . . . .	99·26	765·0 . . . . .	100·18
745·0 . . . . .	99·44	770 0 . . . . .	100·37
750·0 . . . . .	99·63	775·0 . . . . .	100·55



Rys. 143.

Sporządzając dokładny termometr rtęciowy, liczymy się, jak już powiedzieliśmy w §§ 18 i 19-ym, z faktami, które streszczają się w powyższej tablicy. Pamiętajmy o nich podobnie w termometrii gazowej (§ 97).

Dłuższe ramię  $cd$  rurki szklanej  $abcd$  jest otwarte (w  $d$ ); krótsze ramię  $ab$  jest zamknięte (rys. 143). Całe ramię  $ab$  i część ramienia  $cd$  wypełniamy rtęcią, wprowadzamy do  $ab$  kroplę wody i umieszczamy rurkę w naczyniu  $NN$ , w którym gotuje się woda. Widzimy wówczas, że powierzchnie rtęci w ramionach  $ab$  i  $cd$  stoją w tym samym poziomie; w punkcie wrzenia woda wywiera ciśnienie, równe atmosferycznemu. Odwracając to postępowanie, możemy je zastosować do wyznaczania punktów wrzenia cieczy, której tylko małą ilością rozporządząmy. Punktem wrzenia cieczy, której kroplę wprowadziliśmy ponad rtęć do  $ab$ , jest (pod ciśnieniem atmosferycznym) temperatura kąpieli  $NN$  w chwili, w której powierzchnie rtęci w  $ab$  i  $cd$  stoją w tym samym poziomie.

### § 121. Wrzenie pod ciśnieniem mniejszem niż atmosferyczne.

Pod ciśnieniem, mniejszem niż atmosferyczne, woda wre poniżej 100° C. Wiemy o tem z poprzedzających artykułów; lecz w studjowaniu praw zjawisk fizycznych powinniśmy każde twierdzenie umieć sprawdzić doświadczeniem. Pod kloszem pompy pneumatycznej umieszczamy naczynie, zawierające wodę i termometr; przekonywamy się, że, skoro ciśnienie pod kloszem spadło do kilkunastu mm rtęci, woda zaczyna gotować się w temperaturze pokojowej.

Rys. 144 objaśnia doświadczenie, które w prostszy sposób prowadzi do tego samego wyniku. W otwartym naczyniu  $N$  gotujemy wodę dość długo, poczem, zamknąwszy otwór  $O$ , odwracamy naczynie i skrapiamy je chłodną wodą od

góry. Para w naczyniu skrapla się; woda, która pozostała w naczyniu, znajduje się zatem pod małym ciśnieniem i zaczyna się wówczas napowrót gotować. Gotowanie to przerywa się, gdy oblejemy naczynie gorącą wodą.

Ciśnienie powietrza w wyższych warstwach atmosfery jest mniejsze, jak wiemy, aniżeli w pobliżu powierzchni ziemi (§ 45); w balonie lub na szczycie góry woda wre znacznie poniżej 100° C. Punkt wrzenia wody obniża się przybliżenie o jeden stopień Celsjusza, gdy wznosimy się o 325 m. Herbata, przyrządzona w znacznym wzniesieniu, jest słabym odwarem; co ważniejsza, gotowanie wody pod zmniejszonym ciśnieniem *nie* zawsze wystarcza do zniszczenia obecnych w niej bakterij chorobotwórczych.

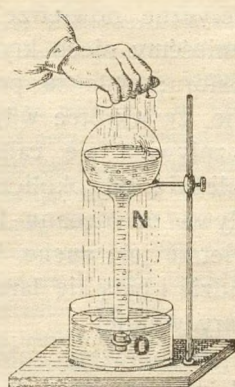
### § 122. Wrzenie pod ciśnieniem większem niż atmosferyczne.

Do wrzenia pod ciśnieniem, większem niż atmosferyczne, możemy zmusić wodę prostym sposobem: zamykamy odpływ tworzącej się parze, która sama sprawia wówczas pożądane ciśnienie. Przypuśćmy naprzykład, że woda ma gotować się w 200° C; według § 118-go, potrzeba w takim razie, ażeby naczynie wytrzymało bezpiecznie wewnętrzne ciśnienie przeszło 15 atmosfer.

W temperaturze 200° C woda znacznie bardziej rozpuszcza niż w 100° C; dlatego gotowanie pod wysokim ciśnieniem bywa nieraz użyteczne w przemyśle. Inne ważne zastosowanie wysokich ciśnień pary znajdujemy w urządzeniu maszyn parowych, które, jak mawiamy, „pracują pod wysokim ciśnieniem”. Para, poruszająca takie maszyny, miewa temperatury, dochodzące do 200° C lub nawet przechodzące tę temperaturę, bywa więc wytwarzana pod bardzo dużym ciśnieniem. O potędze sił, sprawiających takie ciśnienia, świadczą eksplozje kotłów, które jednak, w dzisiejszym stanie techniki, wydarzają się nadzwyczaj rzadko.

### § 123. Rosa i inne opady atmosferyczne. Hygrometry.

Przypuśćmy, że noc była jasna i chłodna; wychodząc zrana do ogrodu, spostrzegamy, że trawa, kamienie i inne przedmioty są pokryte warstwą maleńkich wodnych kropelek, chociaż deszczu bynajmniej nie było. Ów osad wilgotny, dobroczynny dla roślin, dla człowieka niekiedy zdradliwy, nazywa się *rosą*. Zjawisko rosy możemy łatwo sztucznie wywołać. Gdy wnieśliśmy do pokoju karafkę pełną śniegu, spostrzegamy niebawem obfitą rosę na jej zewnętrznej powierzchni. Szyby okien w mieszkaniu



Rys. 144.

nieraz zimą pokrywają się rosą od strony wewnętrznej; rosa ta niekiedy zamarza w piękne liściaste lub kwieciste zarysy.

Ażeby te zjawiska zrozumieć, przypomnijmy sobie, że atmosferyczne powietrze zawiera zawsze parę wodną. Na talerzyku umieścmy nieco krystalicznego chlorku wapnia lub pięciotlenku fosforu; ciała te pochłaniają parę wodną z powietrza tak chciwie, że wkrótce wilgotnieją widocznie, po niejakiem zaś czasie rozpływają się całkowicie. Ilość pary zawartej w powietrzu, zależy od okoliczności, bywa rozmaita. Powietrze, które napływa od oceanu lub morza, bywa wilgotne; w pustyni powietrze jest suche. W atmosferze pokoju, w którym oddychają ludzie i palą się lampy, znajdujemy zazwyczaj stosunkowo wiele pary wodnej.

Wyobraźmy sobie metr sześcienny wypełniony powietrzem. Największa ilość pary wodnej, jaką metr sześcienny powietrza może w sobie zawierać, zależy od temperatury; im wyższa jest temperatura, tem ilość ta jest większa. Że tak istotnie być musi, możemy to łatwo zrozumieć na zasadzie § 118-go. W metrze sześciennym powietrza, w każdej temperaturze, może *conajwyżej* zawierać się ta ilość pary wodnej, która sprawia w nim ciśnienie, równe ciśnieniu nasycenia wody w uważanej temperaturze; wszelki nadmiar pary, przekraczający tę ilość, musi się skroplić. Gdy np. w  $10^{\circ}$  C w  $1\text{ m}^3$  powietrza znajduje się 9·3 gr pary wodnej, para ta wywiera ciśnienie 9·14 mm rtęci; zatem  $1\text{ m}^3$  powietrza w  $10^{\circ}$  C może w sobie pomieścić conajwyżej 9·3 gr pary wodnej. W  $15^{\circ}$  C ilość 12·7 gr pary wodnej w  $1\text{ m}^3$  powietrza wywiera ciśnienie 12·67 mm rtęci; zatem  $1\text{ m}^3$  powietrza w  $15^{\circ}$  C może w sobie utrzymać conajwyżej 12·7 gr pary wodnej.

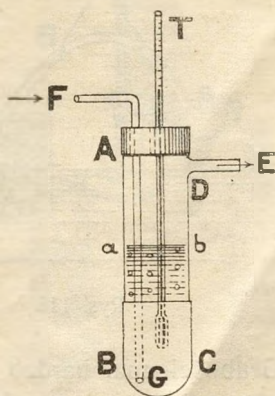
Pojmujemy teraz, dlaczego i kiedy tworzy się rosa. Przypuśćmy, że temperatura powietrza w pokoju wynosi  $15^{\circ}$  C i że metr sześcienny tego powietrza zawiera 9·3 gr pary wodnej; para ta oczywiście nie skrapla się. Wnosimy do pokoju wypełnioną śniegiem karafkę. Sąsiadująca z karafką warstwa powietrza oziębia się; jej temperatura obniża się coraz bardziej. Dopóki temperatura tego powietrza nie doszła do  $10^{\circ}$  C, ilość zawartej w niem pary leży poniżej najwyższej granicy, jaka w niem bez skroplenia może być obecna; para zatem nie skrapla się. Skoro jednak temperatura warstwy dojdzie do  $10^{\circ}$  C, stan nasycenia zostaje osiągnięty; przy dalszem opadaniu temperatury kropelki rosy pojawiają się na powierzchni naczynia. Dla danej

zawartości pary wodnej w powietrzu (9·3 gr na 1 m<sup>3</sup>) temperatura 10° C jest *punktem rosy* czyli granicą temperatur, od których zaczyna się wydzielanie się pary wodnej w postaci maleńkich kropelek.

Temperatura powietrza, znajdującego się w zetknięciu z powierzchnią karafki, opadnie wkrótce do 0° C; w tej temperaturze w 1 cm<sup>3</sup> może zawierać się co najwyżej  $4·9 \times 10^{-6}$  gr pary wodnej; z każdego zatem sześciennego centymetra powietrza przylegającego do karafki wydziela się na niej  $4·4 \times 10^{-6}$  gr wody w postaci rosy. W miejsce skroplonej i wydzielonej pary napływają z sąsiednich warstw powietrza nowe ilości pary, które również się skroplą; poczem powtórzy się to samo zjawisko. Gram pary wodnej, skraplając się w 0° C, wydziela 538·6 kaloryj (§ 111); pochłaniając to ciepło, śnieg topi się; topi się zresztą również dzięki zjawiskom przewodnictwa i promieniowania (§ 102). Gdy śnieg stopi się całkowicie, utworzona woda będzie się ogrzewała; gdy osiągnie temperaturę 10° C, rosa przestanie osadzać się na powierzchni naczynia.

W powietrzu miast i osad fabrycznych unoszą się bardzo drobne i liczne cząstki pyłu, sadzy i t. p.; miliony nieraz pływają w centymetrze sześciennym powietrza. Przypuśćmy, że pewną okolicę zalega duża masa powietrza, zawierającego takie cząstki i nasyconego parą wodną. Jeżeli temperatura obniży się, skraplająca się para osiada na zawieszonych w powietrzu okruchach; tym sposobem zwykle tworzy się *mgła*. Cząstki stanowiące mgłę są bardzo drobne, dlatego mogą pływać długo w powietrzu (por. § 46 tomu I-go).

*Hygrometrem* nazywamy przyrząd, który pozwala wyznaczyć punkt rosy, odpowiadający ilości pary wodnej obecnej w powietrzu. Stosunkowo prosty hygrometr obmyślił Daniel; opisujemy tu ulepszoną postać, którą temu przyrządowi nadał Regnault. Rurka szklana *AD* (rys. 145) jest zamknięta od dołu przez srebrne naczynko *BC*; do utworzonej tym sposobem próbówki nalewamy eteru etylowego; *ab* na rysunku jest swobodną powierzchnią tej cieczy. Rurka *FG* sięga niemal do dna próbówki; wyciągając powietrze u wylotu rurki *DE*, aspirator (opuszczony na rysunku) ssie je przez *FG* i przez kolumnę eteru. Prąd przepływającego powietrza skłania eter do szybkiego ulatniania się, co wywołuje oziębianie się eteru, naczynka oraz przylegającej warstwy powietrza. Na gładkiej powierzchni srebra pojawiają się w pewnej chwili pierwsze kropelki rosy; odczytując termometr w tejże chwili, znajdujemy punkt rosy. Ażeby uchronić przyrząd od wpływu oddechu, rosę na powierz-



Rys. 145.

chni *BC* oraz wskazania termometru obserwujemy z odległości, przy pomocy lunety.

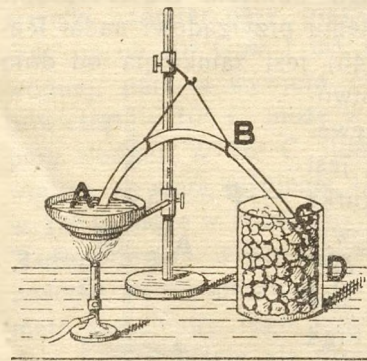
Rozumowanie, które posłużyło nam do wytłumaczenia zjawiska rosy, było oparte na twierdzeniach § 118-go. Czy jednak wolno stosować te twierdzenia do przypadku, który tu rozważaliśmy? W walcu pod tłokiem (rys. 1), w rurze Torricelli'ego nad rtęcią (rys. 140) znajduje się tylko para i ciecz; para znajduje się tam w próżni. Twierdzenia § 118-go stosują się niewątpliwie w tym przypadku. W zagadnieniu, którym zajmowaliśmy się tutaj, układ jest bardziej zaawansowany; para wodna znajduje się nie w próżni ale *w powietrzu*. Już Dalton przekonał się jednak, że obecność powietrza nie wywiera niemal wpływu na ciśnienie nasycenia parującej w niem wody; w danej temperaturze ciśnienie to jest prawie to samo w powietrzu i w próżni.

### § 124. O skraplaniu gazów.

Słuchając wykładów nauki chemji, bywamy świadkami otrzymywania chloru, bezwodnika węglowego, tlenu, wodoru i t. d.; przekonywamy się wówczas, że w zwykłych warunkach wykonywania podobnych doświadczeń substancje te są gazami. Jednakże, w zwykłych warunkach takich doświadczeń, temperatury bywają mało różne od pokojowych, ciśnienia nie oddalają się znacznie od atmosferycznego. W innych temperaturach, pod innymi ciśnieniami, czy owe gazy pozostałyby gazami? Już u początku

XVIII-go stulecia A m o n t o n s przepowiedział, że „powietrze zostanie kiedyś skroplone; może nawet zamrożone zostanie”. Dopiero w r. 1823-im powiodło się F a r a d a y'owi uczynić pierwszy krok na drodze, która, w sześćdziesiąt lat później, doprowadziła dwóch polskich badaczy w Krakowie do urzeczywistnienia śmiałego proroctwa A m o n t o n s a.

Rys. 146 wyobraża prosty przyrząd, który pozwala powtórzyć doświadczenie F a r a d a y'a.



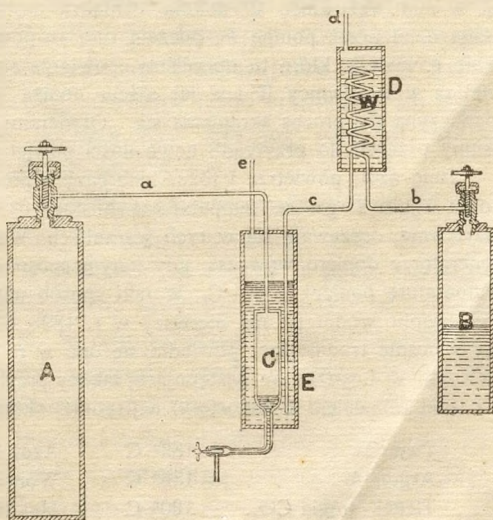
Rys. 146.

Grubościenna, bardzo wytrzymała rura szklana *ABC*, z obu końców zamknięta, ma kształt litery V. W końcu *A* rura zawiera ciała, które za ogrzaniem wytwarzają badany gaz; przeciwny koniec *C* jest zanurzony w mieszaninie oziębiającej *D*. Gdy ogrzewamy *A*, gaz wydziela się i jego ciśnienie w rurce wzrasta

się; w najzimniejszym miejscu *C* gaz zaczyna wreszcie się skraplać. Takim sposobem Faraday skroplił chlor, cyjan, amonjak, bezwodnik węglowy i inne gazy. Około połowy XIX-go wieku pozostało już tylko sześć gazów, których skroplić nie umiano: tlenek węgla, tlenek azotu, metan, tlen, azot i wodór. W roku 1877 Cailletet we Francji, szybko i nagle wypuszczając tlen z pod wysokiego ciśnienia, dostrzegał w nim lekkie zamglenie, które pojawiało się na chwilę, ale natychmiast znikało. Ciekły tlen oraz azot, a także ciekłe powietrze, otrzymali po raz pierwszy, w r. 1883-im, Zygmunt Wróblewski i Karol Olszewski, profesorowie Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. Jako środkiem oziębiającym uczeni ci posłużyli się ciekłym etylenem, który wre w  $-103^{\circ}$  C pod ciśnieniem 1 atmosfery. Gotując to ciało pod małym ciśnieniem, Wróblewski i Olszewski obniżyli temperaturę tak bardzo, że poddane jej wpływowi powietrze już pod ciśnieniem kilkudziesięciu atmosfer zaczynało obficie się skraplać. Gotując znów tlen lub powietrze pod małym ciśnieniem, Wróblewski i Olszewski zdołali otrzymać temperatury dochodzące do  $-200^{\circ}$  C; wymienione gazy, oprócz wodoru, skraplały się a nawet zamarzały łatwo w tych temperaturach.

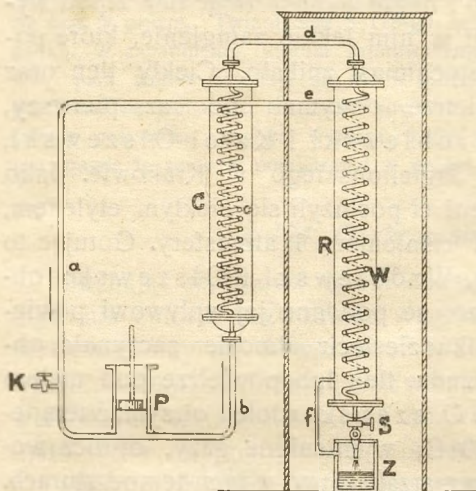
Schematyczny rys. 147 daje niejaki wyobrażenie o jednym z pomiędzy przyrządów, które służyły Olszewskiemu do doświadczeń nad niskimi temperaturami. Wytrzymały stalowy *A* jest zbiornikiem badanego gazu, np. tlenu. Zapomocą rury *a* zbiornik *A* łączy się z naczyniem *C*, w którym gaz ma być zamieniony na ciecz. Etylen, poprzednio skroplony w zbiorniku *B*, płynie rurą *b* do węzownicy *W*, która otoczona jest w *D* mieszaniną eteru i zmrożonego bezwodnika węglowego; stąd rurą *c* etylen dopływa do naczynia *E*. Nieprzerwanie czynne pompy ssące wyciągają przez *e* oraz *d* pary, tworzące się w naczyniach *E* i *D*.

W roku 1895 Hampson w Londynie i Linde



Rys. 147.

w Monachjum wprowadzili w użycie nową metodę skraplania gazów, polegającą na innych zasadach. Schematyczny rysunek 148 objaśnia ogólnikowo przewodnią myśl tego postępowania. Przypuśćmy z początku, że kurek *K* jest zamknięty. Wyobraźmy sobie, że pompa *P* ciągnie powietrze z rury *a* i włącza je do rury *b*; z *b* powietrze przepływa do chłodnicy *cC*, w której wężownica *c* otoczona jest śniegiem lub lodem; ogrzany działaniem pompy *P* gaz oziębia się tutaj do 0° C. Z wężownicy *c* powietrze rurą *d* udaje się



Rys. 148.

do przyrządu *RW*, zwanego *regeneratorem*. Regenerator zawiera wężownicę *W*, zakończoną u dołu małym otworem, który za pomocą śrubowego wentyla *S* można odmykać lub przemykać. Pompa *P* włącza powietrze do rur *b*, *c*, *d* pod bardzo znacznym ciśnieniem; jeżeli dolne ujście wężownicy *W* jest zaledwie otwarte, powietrze ekspanduje w nim nagle, przechodząc z pod wysokiego ciśnienia do przybliżenie atmosferycznego. Wskutek ekspansji część gazu, która *wykonuwa* pracę, oziębia się; pozostała część gazu, która pracę *pochłania*, ogrzewa się; ponieważ jednak oziębienie *zazwyczaj* (lecz bynajmniej

niezawsze) przeważa ponad ogrzaniem, przeto powietrze ostatecznie *oziębia się*. Ze zbiornika *Z* powietrze oziębione powraca rurą *f* do regeneratora *R*; opływając w nim wężownicę *W* dokoła, ochładza następujące ilości powietrza, włączane dalej przez pompę *P*; poczem rurą *ea* powraca napowrót do pompy. Krążenie powietrza, które tu opisaliśmy, powtarza się nieustannie; temperatura powietrza w wężownicy *W* i w jej ujściu obniża się coraz bardziej, aż wreszcie rozpoczyna się proces skraplania się. Otwieramy wówczas kurek *K* i wprowadzamy przezeń do przyrządu nowe ilości powietrza.

Tlen, azot, powietrze i różne inne gazy, wprowadzone do przyrządu *Hampsona* i *Lindego* w temperaturze bliskiej 0° C, oziębiają się; wodór i hel, przeciwnie, ogrzewają się w tych warunkach. Wodór zaczyna oziębiać się w regeneratorsze dopiero wówczas, gdy innym sposobem obniżymy poprzednio jego temperaturę poniżej - 80° C. W taki sposób udało się *Dewarowi* w Londynie skroplić wodór po raz pierwszy w r. 1898. Skroplenie helu okazało się jeszcze znacznie trudniejsze; powiodło się ono w r. 1908 prof. *Kamerlingh Onnesowi* w Leydzie. W następującej tablicy przytaczamy normalne punkty wrzenia (pod ciśnieniem 1 atmosfery) najtrudniej skraplających się substancyj.

Tlen O <sup>2</sup> . . . . .	— 183° C	Azot N <sup>2</sup> . . . . .	— 196° C
Argon A . . . . .	— 186° C	Wodór H <sup>2</sup> . . . . .	— 253° C
Tlenek węgla CO . . . . .	— 190° C	Hel He . . . . .	— 269° C

Gazy skroplone wyrabiane bywają dzisiaj fabrycznie. *Faraday* otrzymał

kilka gramów ciekłego bezwodnika węgłowego; obecnie zakłady przemysłowe sporządzają rocznie miliony kilogramów dla rozmaitych celów technicznych. Ciekłe powietrze, którego przed czterdziestu laty nie umiano jeszcze wytworzyć, stało się dzisiaj potocznym przedmiotem handlowym.

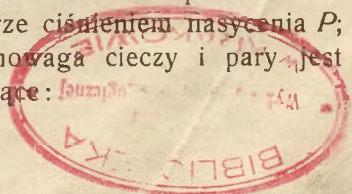
Przy pomocy skroplonego powietrza można wykonać wiele zajmujących doświadczeń. Rtęć, zanurzona w ciekłym powietrzu, krzepnie natychmiast i twardnieje tak, iż staje się trudno kowalna; alkohol mocno gęstnieje lub nawet w kryształkach zamarza; kauczuk staje się tak łamliwy i kruchy jak szkło nasze zwykłe; dzwonek, wyrobiony z ołowiu, dzwoni w tej temperaturze czysto i dźwięcznie. Barwy wielu ciał zmieniają się zupełnie; powszednie reakcje chemiczne nie dochodzą do skutku; elektryczny opór metali maleje niezwykle. Magnetyczne własności ciekłego powietrza są bardzo wybitne; pasemko skroplone wisi naksztalt ciekłego pomostu pomiędzy biegunami wzbudzonego silnego elektromagnesu.

### § 125. Ciągłość ciekłego i gazowego stanu materji.

Znane nam z §§ 118 i 119-go prawa równowagi między ciekłą a gazową postacią tej samej substancji tłumaczą trudność, którą przez długie lata nastroczało skroplenie niektórych ciał lotnych. Ażeby gaz skroplił się pod ciśnieniem  $P$ , trzeba poddać go wpływowi temperatury *niższej* niż temperatura  $T$ , odpowiadająca ciśnieniu  $P$  na krzywej  $AB$  równowagi (rys. 142) lub conajwyżej równej tej temperaturze. Im ciśnienie  $P$  jest mniejsze, tem niższa jest granica temperatur, którą trzeba osiągnąć, ażeby wywołać skroplenie. Ażeby gaz skroplił się w temperaturze  $T$ , trzeba poddać go działaniu ciśnienia *większego* niż ciśnienie  $P$ , odpowiadające temperaturze  $T$  na krzywej równowagi lub conajmniej równemu temu ciśnieniu. Im wyższa jest temperatura, tem wyższa jest granica ciśnień, którą trzeba osiągnąć, ażeby wywołać skroplenie.

Wszystkie te twierdzenia wynikają z praw, podanych w §§ 118 i 119-ym; otóż te prawa wypowiadają prawdę, ale *nie* wypowiadają *całej* prawdy. Równowadze cieczy i pary musimy przyjrzeć się teraz z odmiennego niż dotychczas punktu widzenia.

Weźmy na uwagę wodę w temperaturach bliskich  $100^{\circ}$  C. Oznaczmy przez  $w$  objętość 1 grama wody ciekłej, przez  $W$  objętość 1 grama pary wodnej, obredwie w temperaturze  $T$  i pod odpowiadającym tej temperaturze ciśnieniem nasyceńia  $P$ ; zatem w warunkach, w których równowaga cieczy i pary jest zapewniona. Mamy wartości następujące:





$T$	$P$	$w$	$W$
80° C	355 mm Hg	1·03 cm <sup>3</sup>	3380 cm <sup>3</sup>
100° C	760 " "	1·04 "	1651 "
120° C	1491 " "	1·06 "	876 "
140° C	2718 " "	1·08 "	499 "

Gdy temperatura podnosi się, objętość  $w$  powoli wzrasta, objętość  $W$  szybko maleje. Czy w pewnej wyższej temperaturze objętość  $w$ , wciąż rosnąc, nie spotka się z objętością  $W$ , która coraz bardziej się zmniejsza? Co nastąpiłoby wówczas? W miejscu spotkania ciecz i para byłyby jednakowo gęste; różnica pomiędzy cieczą a parą znikłaby w tem miejscu; podział na dwie fazy, ciekłą i lotną, byłby tam niemożliwy. Jak już powiedzieliśmy w § 24-ym, Andrews udowodnił w r. 1869-ym, że takie miejsce spotkania objętości  $w$  i  $W$  istnieje rzeczywiście dla każdej substancji. Dla każdej substancji istnieje temperatura, zwana *krytyczną*, w której *ciecz* i *para*, znajdujące się w równowadze ze sobą, *mają gęstość jednakową*. Każda substancja może zatem rozdzielać się na dwie fazy, ciekłą i lotną, *tylko w temperaturach niższych aniżeli krytyczna*; w temperaturach wyższych niż krytyczna tworzy zawsze jedną fazę jednolitą. Krzywa równowagi  $AB$  rys. 142-go sięga więc tylko do temperatury krytycznej i urywa się w tej temperaturze. Powyżej temperatury krytycznej nie może być dwóch faz; pojęcie ciśnienia nasycenia traci tam wszelkie znaczenie. Powyżej temperatury krytycznej skraplanie jest niemożliwe; równie słusznie można powiedzieć, że powyżej temperatury krytycznej parowanie jest niemożliwe. Podane w §§ 118 i 119-ym prawa i wynikające z nich wnioski stosują się tylko poniżej temperatury krytycznej.

Jak przed chwilą widzieliśmy, objętości  $w$  i  $W$  wody są jeszcze dalekie od spotkania się ze sobą w temperaturze 140° C; wiemy dzisiaj istotnie, że temperatura krytyczna wody przypada dopiero w 365° C. Bezwodnik węglowy CO<sup>2</sup> w temperaturach pokojowych znajduje się znacznie bliżej swej temperatury krytycznej, jak to widzimy z następującego zestawienia odpowiadających sobie dla tej substancji wartości  $T$ ,  $P$ ,  $w$  oraz  $W$ :

$T$	$P$	$w$	$W$
20° C	56·3 atm	1·31 cm <sup>3</sup>	5·26 cm <sup>3</sup>
30° C	70·7 "	1·67 "	2·99 "
31° C	72·3 "	1·87 "	2·55 "
31·35° C	72·9 "	2·15 "	2·15 "

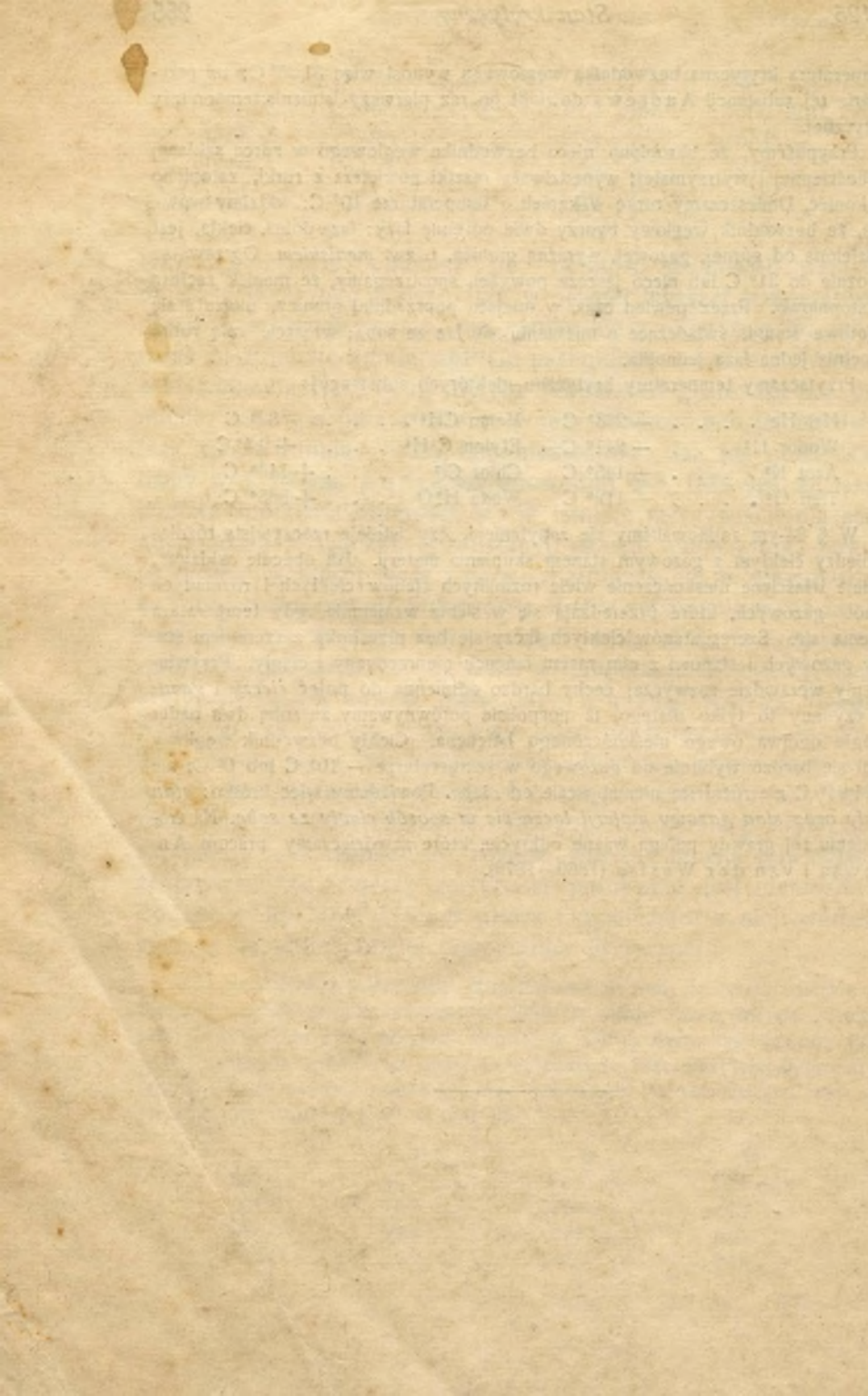
Temperatura krytyczna bezwodnika węglowego wynosi więc  $31.35^{\circ}\text{C}$ ; na przykładzie tej substancji Andrews dowiódł po raz pierwszy istnienia temperatury krytycznej.

Przypuścimy, że skroplono nieco bezwodnika węglowego w rurce szklanej grubościennej i wytrzymałej; wypędziwszy resztki powietrza z rurki, zatopiono jej koniec. Umieszczamy rurkę w kąpeli o temperaturze  $10^{\circ}\text{C}$ ; widzimy wówczas, że bezwodnik węglowy tworzy dwie odrębne fazy: faza dolna, ciekła, jest oddzielona od górnej, gazowej, wyraźną granicą, t. zw. *meniskiem*. Ogrzewając ostrożnie do  $31^{\circ}\text{C}$  lub nieco jeszcze powyżej, spostrzegamy, że menisk zaciera się stopniowo. Przez pewien czas, w miejscu poprzedniej granicy, ukazują się migotliwe smugi, świadczące o mieszanii się faz ze sobą; wreszcie całą rurkę wypełnia jedna faza jednolita.

Przytaczamy temperatury krytyczne niektórych substancyj:

Hel He . . . . .	$-268^{\circ}\text{C}$	Metan $\text{CH}_4$ . . . . .	$-82^{\circ}\text{C}$
Wodór $\text{H}_2$ . . . . .	$-241^{\circ}\text{C}$	Etylen $\text{C}_2\text{H}_4$ . . . . .	$+9.5^{\circ}\text{C}$
Azot $\text{N}_2$ . . . . .	$-145^{\circ}\text{C}$	Chlor $\text{Cl}_2$ . . . . .	$+146^{\circ}\text{C}$
Tlen $\text{O}_2$ . . . . .	$-119^{\circ}\text{C}$	Woda $\text{H}_2\text{O}$ . . . . .	$+365^{\circ}\text{C}$

W § 24-ym zajmowaliśmy się zapytaniem, czy istnieje rzeczywista różnica pomiędzy ciekłym a gazowym stanem skupienia materji. Jak obecnie widzimy, istnieje właściwie nieskończenie wiele rozmaitych stanów ciekłych i rozmaitych stanów gazowych, które przegradzają się w siebie wzajemnie, gdy temperatura zmienia się. Szereg stanów ciekłych łączy się bez przeskoku z szeregiem stanów gazowych i stanowi z nim razem łańcuch nieprzerwany i ciągły. Przywiązuujemy wprawdzie zazwyczaj cechy bardzo odmienne do pojęć *cieczy* i *gazu*; ale czynimy to tylko dlatego, iż pospolicie porównujemy ze sobą dwa nader odległe ogniwa owego nieskończonego łańcucha. Ciekły bezwodnik węglowy różni się bardzo wybitnie od gazowego w temperaturze  $-10^{\circ}\text{C}$  lub  $0^{\circ}\text{C}$ ; ale w  $31.34^{\circ}\text{C}$  nie różni się niemal wcale od niego. Powiadamy więc krótko: *stan ciekły oraz stan gazowy materji łączą się w sposób ciągły ze sobą*. Na zrozumieniu tej prawdy polega ważne odkrycie, które zawdzięczamy pracom Andrews'a i van der Waals'a (1869—1876).









UP - Kraków BG



1050152389

