

Z Zakładu Fizyki Doświadczalnej Wydz. Mat. - Fiz. - Chem. U. M. C. S.

Kierownik: prof. dr St. Ziemecki

Danuta STACHÓRSKA

**Zmiany temperatury i kondensacja przy rozprężeniach  
adiabaticznych powietrza nasyconego parą**

**Изменение температуры и конденсация при  
аднабатных расширениях воздуха,  
насыщенного паром**

**On temperature changes and condensation accom-  
panying adiabatic expansions of vapour-saturated air**

W s t ę p

Kondensacja pary może zachodzić na swobodnej powierzchni cieczy, na powierzchni ciała stałego, wreszcie mogą powstawać kropelki cieczy wewnątrz fazy gazowej. Ten ostatni rodzaj kondensacji związany jest z istnieniem tak zwanych zarodków, inaczej mówiąc — jąder kondensacji. Zależnie od rodzaju tych zarodków kondensacja może nastąpić już przy nieznacznym nasyceniu lub też może się okazać, że do wydzielenia fazy ciekłej konieczne jest, aby gęstość pary kilkakrotnie przekraczała gęstość pary nasyconej. U podstaw teorii zjawiska leży równanie Thomsona.

By zrozumieć treść tego równania należy uświadomić sobie fakt, że para nasycona, to znaczy pozostająca w równowadze z cieczą o powierzchni płaskiej, bynajmniej nie jest w równowadze z cieczą, której powierzchnia posiada pewną, różną od zera, krzywiznę.

Kropła cieczy o promieniu  $r$ , umieszczona w parze nasyconej, wyparuje; może natomiast pozostawać w równowadze, o ile otaczająca ją para posiada pewną, określoną dla danego promienia, prężność  $p$

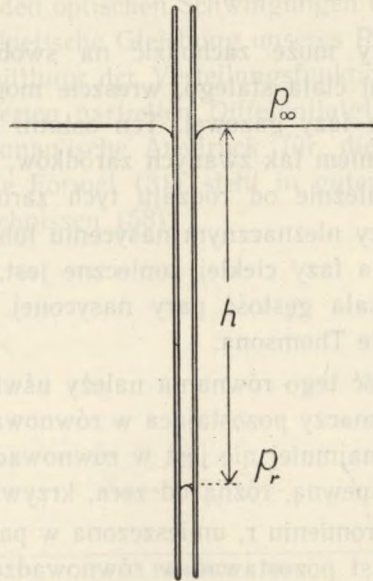
większą od prężności pary nasyconej. Jeżeli prężność pary otaczającej jest większa od  $p_r$ , to na powierzchni zachodzi kondensacja i kropka rośnie.

Jeżeli przez  $p_\infty$  oznaczymy prężność pary nasyconej, to stosunek  $\frac{p_r}{p_\infty}$  możemy nazwać przesyceniem odpowiadającym kropki o promieniu  $r$ . Przy takim mianowicie przesyceniu kropka pozostaje w równowadze, przy większym rośnie, przy mniejszym paruje.

Równanie Thomsona określa zależność przesycenia  $\frac{p_r}{p_\infty}$  od wielkości promienia kropki. W szeregu prac oryginalnych i monografii znajdujemy różne sposoby wyprowadzenia tego równania. (Frenkel (5) w swojej „Teorii cieczy“ podaje aż trzy sposoby). Wszystkie posługują się metodą i pojęciami termodynamiki.

W tym miejscu podam jeszcze jeden zupełnie elementarny i pogładowy dowód.

Wyobraźmy sobie, że ciecz, o którą chodzi, znajduje się w naczyniu o dostatecznie dużych rozmiarach. Zanurzymy do niej rurkę kapilarną, sporządzoną z materiału nie zwilżanego przez daną ciecz (kąt przylegania  $180^\circ$ ). Wewnętrzny promień rurki niech będzie  $r$ . (Rys. 1).



Rys. 1. Do wyprowadzenia równania Thomsona.



W tych warunkach ciecz ustawi się poniżej poziomu w naczyniu, menisk będzie wypukły, a jego promień krzywizny będzie równy  $r$ .

Niech różnica poziomów w rurce i w naczyniu wynosi  $h$ , gęstość cieczy  $d$ , napięcie powierzchniowe  $\sigma$ .

Mamy wtedy:

$$2\pi r \sigma = \pi r^2 h d g$$

$$\text{stąd } h = \frac{2\sigma}{r d g}$$

Z drugiej strony prężność pary na poziomie cieczy w naczyniu jest w przypadku równowagi  $p_\infty$ , na poziomie menisku  $p_r$ . Możemy tu zastosować równanie barometryczne:

$$p_\infty = p_r e^{-\frac{M g h}{R T}}$$

gdzie  $M$  jest to masa jednej gramodrobiny,  $R$  stała gazowa,  $T$  temperatura bezwzględna.

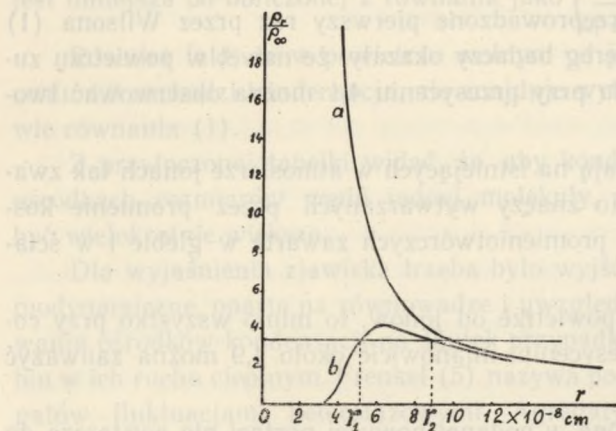
Podstawiając  $h$  otrzymamy:

$$p_\infty = p_r e^{-\frac{M g h}{R T d} \cdot \frac{2\sigma}{r}}$$

$$(1) \quad \text{czyli: } \ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{M}{R T d} \cdot \frac{2\sigma}{r}$$

To jest właśnie wzór Thomsona.

Wykres tego wzoru przedstawia linia  $a$  na rys. 2.



Rys. 2. Wykres równania Thomsona  
 $a$  — kropla nie posiada ładunku,  
 $b$  — kropla ma ładunek  $e$

Dla wody w temperaturze 0°C wzór ten ma postać:

$$\frac{p_r}{p_\infty} = e^{-\frac{1,2 \cdot 10^{-7}}{r}}$$

Poniższa tabelka podaje wartości przesyceń obliczone z tego wzoru dla kilku promieni.

$r$	$\frac{p_r}{p_\infty}$
$10^{-4}$ cm	1,001
$10^{-5}$ „	1,01
$10^{-6}$ „	1,13
$10^{-7}$ „	3,32
$8 \cdot 10^{-8}$ „	4,48
$5 \cdot 10^{-8}$ „	11,0
$3 \cdot 10^{-8}$ „	54,6
$2 \cdot 10^{-8}$ „	403

Widać z tego, że jeżeli w powietrzu znajdują się pyłki o rozmiarach rzędu  $10^{-4}$  —  $10^{-5}$  cm, to mogą się stać ośrodkami kondensacji przy bardzo niewielkich przesyceńach. Natomiast w powietrzu wolnym od pyłu nawet kilkakrotnie przesycona para nie wytworzy kropel.

Doświadczenia przeprowadzone pierwszy raz przez Wilsona (1) i powtórzone przez szereg badaczy okazały, że nawet w powietrzu zupełnie wolnym od pyłu przy przesyceńach 4,1 można obserwować tworzenie się kropelek.

Kropelki te powstają na istniejących w atmosferze jonach tak zwanych „naturalnych“, to znaczy wytwarzanych przez promienie kosmiczne lub ślady ciał promieniotwórczych zawarte w glebie i w ścianach pomieszczenia.

Jeżeli oczyścimy powietrze od jonów, to mimo wszystko przy dowolnie wyższym przesyceńach, mianowicie około 4,9 można zauważyć powstawanie kropelek.

Równanie Thomsona w podanej powyżej postaci nie wystarcza do wyjaśnienia tych faktów. Przede wszystkim należy je zmienić tak, aby stosowało się do kropli posiadającej ładunek elektryczny.



Jeżeli ładunek kropli oznaczymy  $e$  i będziemy ją uważać za kulkę przewodzącą otoczoną ośrodkiem, którego stała dielektryczna  $= 1$ , to równanie przyjmie następującą postać:

$$(2) \quad \ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{M}{R T d} \left( \frac{2 \sigma}{r} - \frac{e^2}{8 \pi r^4} \right)$$

Wykres przedstawia krzywa  $b$  na rys. 2.

Widać z niego, że nawet w parze nienasyconej każdy jon otoczony jest małą kropelką, składającą się z kilkunastu drobin. Ponieważ jednak dla małych wartości  $r$  przesylenie jest funkcją rosnącą, wzrost kropelki mógłby nastąpić jedynie przy równoczesnym wzroście prężności pary. Taka więc kropla nie może się stać ośrodkiem kondensacji.

Jeżeli natomiast przesylenie jest większe od wartości  $\left(\frac{p_r}{p_\infty}\right)_{\max}$ , wtedy kropla szybko osiąga rozmiary odpowiadające tej wartości i w dalszym ciągu może już wzrastać nieograniczenie zgodnie z tym, że po przekroczeniu maksimum,  $\frac{p_r}{p_\infty}$  maleje ze wzrostem promienia.

Tak uzupełnione równanie Thomsona wyjaśnia jakościowo fakt, że przy pewnym zupełnie określonym przesyleniu następuje kondensacja na jonach. Przesylenie to nosi nazwę krytycznego. Strona ilościowa jednak nie jest w zupełnej zgodności z doświadczeniem. Mianowicie, wartość przesylenia krytycznego otrzymana eksperymentalnie jest mniejsza od obliczonej z równania jako  $\left(\frac{p_r}{p_\infty}\right)_{\max}$ .

Również fakt, że w powietrzu wolnym od jonów już przy przesyleniu 4,9 zachodzi kondensacja, nie znajduje wytłumaczenia na podstawie równania (1).

Z przytoczonej tabelki widać, że, aby kondensacja zachodziła na ośrodkach rozmiarów rzędu jednej molekuly, przesylenie musiałoby być wielokrotnie większe.

Dla wyjaśnienia zjawiska trzeba było wyjść poza rozważania termodynamiczne, oparte na równowadze i uwzględnić możliwość powstawania ośrodków kondensacji na skutek przypadkowego połączenia drobin w ich ruchu cieplnym. Frenkel (5) nazywa powstawanie takich agregatów fluktuacjami heterofazowymi. Agregaty takie powstają, jego zdaniem, przy każdym ciśnieniu pary, nawet w parze nienasyconej, i przeważnie momentalnie wyparowują, ponieważ mają zbyt małe

rozmiary, aby mogły być w równowadze z otaczającą parą. Jeżeli zdarzy się agregat, którego wielkość przekroczy rozmiary odpowiadające równowadze z parą, to już nie wyparowuje, lecz staje się ośrodkiem kondensacji i jako kropla urasta do rozmiarów widzialnych. Oczywiście, im większe przesycenie, tym większe prawdopodobieństwo powstania dużych agregatów.

Obliczeniem ilości powstających w ciągu sekundy ośrodków kondensacji zajmowało się wielu autorów. Teoretyczne rozważania przeprowadzili Volmer i Weber (23). Farkas (3) wyprowadził wzór, który zawierał spólczynnik nie oznaczony. Becker i Döring (4), stosując inną metodę, znaleźli dokładny wzór, który pozwala obliczyć przesycenie krytyczne w nieobecności jonów. Wyniki zgadzają się z danymi eksperymentalnymi Volmera i Floode'a (7).

Sprawie kondensacji na jonach poświęcili w roku 1938 dużą pracę Tohmfor i Volmer (2).

Jeżeli prężność pary  $p$  jest taka, że  $1 < \frac{p}{p_\infty} < \left(\frac{p_r}{p_\infty}\right)_{\max}$ , to kropla, pozostająca w równowadze, może mieć promień  $r_1$  lub  $r_2$  (rys. 2). Pierwszemu odpowiada punkt na wznoszonej się części krzywej, drugiemu na opadającej.

Każdy jon jest w przypadku równowagi otoczony kropelką o promieniu  $r_1$ . Kropla ta jednak nie może wzrastać, pozostając w równowadze z parą, ponieważ musiałoby to być związane ze wzrostem prężności pary. Ilość drobin wchodzących w skład takiej kropki jest niewielka — kilkanaście, czasem kilkadziesiąt.

Ilość ta ulega ciągłym fluktuacjom na skutek wyparowywania poszczególnych drobin i przylegania innych. Wobec małej całkowitej liczby molekuł w kropki, fluktuacje mogą być dosyć znaczne i istnieje pewne prawdopodobieństwo, że zostanie osiągnięty promień  $r_2$ . Kropelki zaś, które choć nieznacznie przekroczyły ten promień, stają się natychmiast ośrodkami spontanicznej kondensacji.

Tym się tłumaczy fakt, że w komorze Wilsona obserwujemy powstawanie kropel na jonach przy przesyleniach mniejszych niż  $\left(\frac{p_r}{p_\infty}\right)_{\max}$

Tohmfor i Volmer, postępując analogicznie do Beckera i Döringa, obliczyli ilość ośrodków kondensacji powstających na skutek fluktuacji na jonach. Następnie, opierając się na otrzymanym wyniku oraz na równaniu (2), próbowali obliczyć przesycenie krytyczne.



Jednak rezultaty rachunku bardzo różniły się od danych eksperymentalnych.

Wobec tego autorzy zmodyfikowali równanie Thomsona. Równanie (2) wyprowadzone zostało w założeniu że kropla jest przewodzącą. Tymczasem, zdaniem autorów, założenie to jest niesłuszne dla kropli składającej się tylko z kilkudziesięciu molekuł, z powodu bardzo słabej dysocjacji wody. Należy więc wodę traktować jako dielektryk o pewnej stałej  $\epsilon$ .

Wzór wygląda wtedy następująco:

$$\ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{M}{R T d} \left[ \frac{2 \sigma}{r} - \left( 1 - \frac{1}{\epsilon} \right) \frac{e^2}{8 \pi r^4} \right]$$

Okazuje się że zgodność z doświadczeniem otrzymamy, jeżeli przyjmiemy  $\epsilon = 1,83$ . Autorzy uważają za możliwe, że stała dielektryczna cieczy, znajdującej się w postaci bardzo drobnych kropelek, zupełnie odbiega od wartości znalezionej z pomiarów makroskopowych.

Z doświadczeń, wykonanych przez Scharrera (9), Pollermana (13), Hazena (14) i innych, wynika, że rola jonów ujemnych i dodatnich nie jest podczas kondensacji jednakowa. Niektóre ciecze kondensują się na jonach dodatnich przy mniejszym przesyceniu niż na ujemnych, inne zachowują się wprost przeciwnie, jeszcze inne kondensują się na dodatnich i ujemnych jonach z jednakową łatwością.

Przykładem pierwszych może być alkohol, drugich woda, trzecich benzol. Znak jonów wpływa na efektywność kondensacji tylko wtedy, jeżeli drobiny cieczy posiadają moment dipolowy. Ciecze, których moment dipolowy równa się zeru, kondensują się jednakowo na jonach obu znaków.

Wpływ znaku jonów jakościowo tłumaczy się istnieniem na granicy kropli i powietrza warstwy podwójnej, która może wzmacniać lub osłabiać pole jonu centralnego zależnie od jego znaku. O ile mi wiadomo, nie było żadnych prób ilościowego ujęcia tej sprawy.

Warto w tym przeglądzie wspomnieć o jeszcze jednym uzupełnieniu równania Thomsona. Chodzi o kropelki bardzo małe, które wykonują ruchy Browna. Uwzględniając te ruchy F. Kuhrt (15) otrzymał równanie:

$$\ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{M}{R T d} \frac{2 \sigma}{r} - \frac{4}{n},$$

gdzie  $n$  oznacza ilość drobin w kropli.

W równaniu Thomsona, we wszystkich jego postaciach, wchodzi zawsze napięcie powierzchniowe. Wielu autorów wyraża słuszne wątpliwanie, czy można wartość napięcia powierzchniowego, zmierzoną w warunkach makroskopowych, stosować do kropli składającej się z kilkudziesięciu molekuł. W 1951 roku ukazała się praca, której autor (16) odwrócił zagadnienie.

Mianowicie, korzystając z danych eksperymentalnych na przesylenie krytyczne oraz z równań Beckera—Döringa i Thomsona, przedstawił graficznie zależność napięcia powierzchniowego od promienia. Otrzymał dla kropeł zawierających od 50 do 90 molekuł wartości różniące się o kilka do kilkunastu procent od napięcia powierzchniowego na płaskiej powierzchni.

Wiele prac dotyczących komory Wilsona było poświęconych specjalnie mierzeniu przesylenia krytycznego czy to dla kondensacji na jonach, czy też na obojętnych agregatach.

Zasada takiego pomiaru polegała zawsze na wywoływaniu w komorze, wypełnionej powietrzem nasyconym parą badanej cieczy, rozprężenia adiabatycznego. Mierzono przy tym stosunek objętości końcowej do początkowej  $\frac{v_2}{v_1}$ . Równocześnie przez lupę lub mikroskop obserwowano wydzieloną część wnętrza komory. Najmniejsze rozprężenie  $\frac{v_2}{v_1}$ , przy którym dały się zauważyć krople, nazywano rozprężeniem krytycznym lub progiem kondensacji; odpowiadające mu przesylenie obliczano i nazywano przesyleniem krytycznym.

Należy tu jeszcze dodać, że nie wszyscy autorzy używają takiej samej definicji rozprężenia, względnie przesylenia krytycznego. Dla jednych kryterium jest pojawienie się jednej kropli w objętości 1 cm<sup>3</sup>, dla innych kilku, dla jeszcze innych nagły wzrost ilości kropeł.

Wobec tego, że we wzorze Beckera—Döringa ilość kropeł, powstających w sekundzie występuje pod znakiem logarytmu, niezgodność kryteriów nie prowadzi do wielkich różnic w wynikach pomiarów.

Niezgodności w wynikach poszczególnych badaczy są jednak niekiedy duże, co tłumaczy się raczej trudnościami w czystym przeprowadzeniu eksperymentu.

Dla ilustracji przytaczam tu tabelkę zaczerpniętą z cytowanej już pracy Thomfora i Volmera; dane dla kondensacji pary wodnej na jonach „naturalnych“.



	Temp. T	$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$ kryt.	$\left(\frac{P}{p_\infty}\right)$ kryt.
Aitken	261	1,333	6,8
Wilson	267,9	1,252	4,1
Donnan	264,7	1,29	5,0
Barus	259	1,363	7,3
Laby	267,6	1,256	4,2
Besson	268,1	1,25	4,1
Striecker	267,8	1,253	4,1
Andren	267,8	1,253	4,1
Anderson i Froemke		1,2006	3,0
Flood	265	1,252	4,1

Obecnie większość autorów uważa za prawdziwe wartości.

$$\frac{v_2}{v_1} = 1,252, \quad \frac{P_r}{p_\infty} = 4,1.$$

Jednak Pollerman (13), który mierzył ruchliwość jonów w komorze Wilsona w zależności od wielkości rozprężenia, otrzymał na  $\frac{P_r}{p_\infty}$  wartość 5,28. W tym wypadku różnica może być wytłumaczona przyjęciem zupełnie innego kryterium. Mianowicie, Pollerman uważa za krytyczne takie przesycenie, przy którym jony tracą ruchliwość na skutek obciążenia skondensowanymi drobinami wody.

Przy sztucznej, dostatecznie silnej jonizacji czy to promieniami gamma, czy Roentgena niektórzy stwierdzają przesunięcie progu kondensacji w kierunku mniejszych rozprężań.

Wartości rozprężenia i przesycenia krytycznego dla pary wodnej, otrzymane przez poszczególnych badaczy przy sztucznej jonizacji, zestawione są w następującej tabeli, wziętej z tej samej pracy Tohmfora i Volmera.

	Temp.	$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$ kryt.	$\left(\frac{p}{p_\infty}\right)$ kryt.	
Wilson	293,1	1,000	1,0	Silne światło ultrafioletowe
Wilson	268,2	1,249	4,0	Tlenek uranu
Wilson	268,3	1,247	4,0	Promienie Röntgena
Pribram	266,8	1,265	4,4	Preparat radowy
Barus	361,8	1,325	5,9	Rad
Barus	262,3	1,320	5,9	Promienie Röntgena
Curie	293,1	1,000	1,0	Radon
Laby	269,3	1,236	3,8	Promienie Röntgena
Besson	269,4	1,235	3,7	Promienie Röntgena
Besson	269,4	1,235	3,7	Rad
Leibfreed	292,5	1,005	1,05	Promienie Röntgena
Conrad	293,1	1,000	1,0	Promienie Röntgena
Andren	270,4	1,223	3,6	Preparat radowy
Powell	268,5	1,244	4,0	Promienie gamam

Oprócz wody były badane różne inne ciecze, przeważnie organiczne. Ze względu na dalszy ciąg pracy przytoczę wyniki badań dla alkoholu.

**Rozprężenie krytyczne (próg kondensacji)  $\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$  kryt. dla pary alkoholu.**

	Bez jonów	Na jonach naturalnych	Przy jonizacji promieniami Röntgena	
			na jonach dodatnich	na jonach ujemnych
H. Flood (8)	1,178	1,158		
M. Volmer i H. Flood (7)	1,171	1,151		
L. Scharer (9)	1,166	1,159	1,144	1,160

Z powyższego dosyć pobieżnego przeglądu widać, że chociaż komora Wilsona obchodziła niedawno swoje czterdziestolecie, to jednak praca nad porządnym wyjaśnieniem zjawisk, które w niej zachodzą, bynajmniej nie jest zakończona.



Świadczy o tym również spora ilość pojawiających się co roku publikacyj, poświęconych zagadnieniom związanym z powstawaniem kropeł w parze przesyconej. Wszystkie te prace mają znaczenie szersze, niż samo wyjaśnienie działania komory Wilsona.

Wiążą się z nimi z jednej strony zagadnienia meteorologiczne, ważne zarówno dla lotnictwa, jak i dla rolnictwa; z drugiej strony badania te prowadzą do lepszego zrozumienia i wyjaśnienia przemian fazowych na gruncie teorii kinetycznej.

W ponownaniu z ogromną ilością prac poświęconych badaniom prognozy kondensacji dla rozmaitych cieczy w różnych warunkach, dziwi fakt, że tylko w dwóch pracach znajdujemy próby pomiaru zmian temperatury podczas rozprężenia. Będą one w dalszym ciągu omówione dokładniej.

W pracy niniejszej postawiłam sobie za cel uczynienie trzeciej (o ile mi wiadomo) takiej próby w lepszych warunkach eksperymentalnych, mając specjalnie na uwadze powiązanie zmian temperatury z progiem kondensacji oraz oszacowanie, choć z grubsza, czasu trwania kondensacji.

### Obliczenie temperatury równowagi

Jeżeli suchy gaz o temperaturze  $T_1$  i objętości  $v_1$  rozpręży się adiabatycznie do objętości  $v_2$ , to temperatura jego spadnie do pewnej wartości  $T_2$ , przy czym:

$$(1) \quad \frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} \quad \text{gdzie } k = \frac{c_p}{c_v}$$

Jeżeli gaz zawierał parę nasyconą w temperaturze  $T_1$ , to na ogół rozprężeniu będzie towarzyszyć kondensacja i na skutek wydzielenia ciepła kondensacji otrzymamy pewną temperaturę  $T$  wyższą od  $T_2$ .

Załóżmy, że w temperaturze  $T$  pozostała para jest nasycona, to znaczy, że kondensacja zachodzi aż do stanu równowagi. Przy tym założeniu można temperaturę  $T$  wyznaczyć następującym, wskazanym przez Thomsona (10), sposobem.

Oznaczmy gęstość pary nasyconej w temperaturze  $T_1$  przez  $\rho_1$ , w temperaturze  $T$  przez  $\rho$ ; stosunek  $\frac{v_2}{v_1}$  przez  $x$ .

Dla przeprowadzenia rachunku możemy z dużym przybliżeniem założyć, że najpierw temperatura spadła do  $T_2$ , a dopiero po tym zaszła kondensacja i temperatura podniosła się do  $T$ .

Gęstość pary po rozprężeniu, ale przed kondensacją, będzie  $\frac{\rho_1}{x}$ .

Po kondensacji:

$$\rho = \frac{\rho_1}{x} - \frac{Q}{L}$$

gdzie  $Q$  oznacza ciepło wydzielone w  $1 \text{ cm}^3$  objętości komory,  $L$  — ciepło parowania.

Niech  $d$  oznacza gęstość powietrza przed rozprężeniem,  $c$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  odpowiednio — ciepło właściwe powietrza, pary i cieczy.

Ilości ciepła zużyte na ogrzanie od  $T_2$  do  $T$  zawartego w jednostce objętości powietrza, pary i powstałej wskutek kondensacji cieczy będą wynosiły odpowiednio:

$$\frac{d}{x} c (T - T_2), \quad \rho c_1 (T - T_2), \quad \left( \frac{\rho_1}{x} - \rho \right) c_2 (T - T_2)$$

Przyjmując dla alkoholu  $c_1 = c_2 = 0,5 \frac{\text{cal}}{\text{gram} \cdot \text{stop}}$

$$\text{otrzymamy: } Q = \frac{d \cdot c + \rho_1 \cdot 0,5}{x} (T - T_2),$$

$$(2) \quad \text{czyli } \rho = \frac{\rho_1}{x} - \frac{d \cdot c + \rho_1 \cdot 0,5}{x \cdot L} (T - T_2)$$

$c$  oznacza w tym równaniu  $c_p$  lub  $c_v$  zależnie od tego, czy rozprężenie zachodziło do określonego ciśnienia, czy też do określonej objętości.

Stosunek  $k = \frac{c_p}{c_v}$  dla mieszaniny powietrza i pary można znaleźć z równania Richarza:

$$\frac{1}{k-1} = \frac{1}{k_1-1} \cdot \frac{p_1}{p_1+p_2} + \frac{1}{k_2-1} \cdot \frac{p_2}{p_1+p_2},$$

gdzie  $k_1$ ,  $k_2$  oznaczają wartości tego stosunku odpowiednio dla powietrza i pary,  $p_1$  i  $p_2$  ciśnienia cząstkowe powietrza i pary.



W ten sposób obliczamy najpierw  $T_2$  z równania (1), a następnie  $T$  z równania (2).

Rozwiązanie równania (2) polega na dobraniu takiej wartości  $T$ , która podstawiona po prawej stronie równania da na  $\rho$  wartość zgodną z danymi z tablic dla prężności pary nasyconej w temperaturze  $T$ .

Znalezienie takiej liczby można sobie ułatwić, stosując metodę graficzną. Mając raz na zawsze nakreśloną krzywą  $\rho = \rho(T)$ , przedstawiającą zależność gęstości pary nasyconej od temperatury, kreślimy dla każdego rozprężenia prostą przedstawioną przez prawą stronę równania jako funkcję  $T$ . Odcięta punktu przecięcia da szukaną wartość temperatury.

Celem tej pracy było bezpośrednie zmierzenie spadku temperatury  $\Delta T$  podczas rozprężenia w komorze Wilsona dla różnych wartości stosunku  $\frac{v_2}{v_1}$  oraz porównanie zaobserwowanej temperatury z obliczonymi wartościami  $T_2$  i  $T$ .

Wiadomo, że w komorze Wilsona obserwuje się powstawanie kropeł na jonach dopiero od pewnej wartości  $\frac{v_2}{v_1}$  zwanej progiem kondensacji na jonach, oraz, że w przypadku nieobecności jonów próg kondensacji jest większy.

Chodziło o to, czy próg kondensacji zaznacza się w jakiś sposób na krzywej zależności  $\Delta T$  od  $\frac{v_2}{v_1}$ .

Poza tym można było spodziewać się, że znajomość zmian temperatury w czasie pozwoli wysnuć określone wnioski o przebiegu kondensacji.

### Dane z literatury

Jak już wyżej powiedziano, danych, dotyczących zmian temperatury podczas rozprężeń komory Wilsona, znajdujemy w literaturze mało i są one między sobą niezupełnie zgodne.

W roku 1911 wyszła praca Chapmana (11), który mierzył temperaturę powstałą na skutek rozprężenia adiabatycznego w balonie szklanym 100-litrowym, wypełnionym powietrzem i parą nasyconą wody lub alkoholu.

Przyrządem pomiarowym była termopara z drutów o grubości około 24  $\mu$ , włączona w obwód galwanometru.

Jako wniosek ze swej pracy Chapman wypowiada pogląd, że temperatury  $T_2$  nie da się zaobserwować, bowiem ciepło kondensacji momentalnie kompensuje obniżenie temperatury i natychmiast ustala się temperatura równowagi  $T^*$ ).

W roku 1933 wychodzi rozprawa Flood'a (8) o tworzeniu się kropeł w parze przesyconej. Autor w pierwszej części zajmuje się pomiarami temperatury. Do pomiarów używa termometru oporowego z drutu Wollastona, o średnicy 8  $\mu$ , włączonego w mostek, w którym wskaźnikiem jest oscylograf.

Dokładność tych pomiarów była niewielka, bowiem z liczb podanych w jego pracy wynika, że zmiana temperatury o 50°C dawała na oscylografie wychylenie 18 mm, przy czym grubość linii wynosiła około  $\frac{1}{5}$  całego wychylenia.

Flood mierzył początkowo spadek temperatury przy rozprężaniu powietrza suchego i stwierdził, że rozprężenia są w przybliżeniu adiabaticzne aż do  $\frac{v_2}{v_1} = 1,5$  (przy założeniu, że małe rozprężenia są adiabaticzne).

Następnie mierzył obniżenie temperatury dla rozprężeń powietrza nasyconego parą wodną.

Otrzymał wtedy spadki temperatury znacznie mniejsze niż przy powietrzu suchym.

Wynik ten tłumaczy autor jednak nie wydzieleniem ciepła kondensacji w całej masie powietrza, lecz uważa, że spadek temperatury jest taki sam jak w powietrzu suchym, natomiast termometr oporowy wskazuje temperaturę fałszywie wskutek tego, że na nim skrapla się woda.

Z oscylogramów Flood'a widać, że temperatura pozostaje stała około 1 sek. Stąd autor wyciąga wniosek, że około 1 sek. po rozprężeniu trwa w komorze temperatura  $T_2$ , a tym samym i odpowiednie przesylenie.

Ani Chapman, ani Flood nie zauważyli nic charakterystycznego w zmianach temperatury w związku z przekroczeniem progu kondensacji.

---

\*) Sposób, w jaki Chapman oblicza temperaturę równowagi i uzyskuje zgodność wartości teoretycznych z eksperymentalnymi nie jest jasny.



### Opis aparatury

Rysunek 3 przedstawia schemat aparatury, którą posługiwałam się przy pomiarach temperatury.

Termometr oporowy T sporządzony był z używanego do fabrykacji żarówek drucika wolframowego o średnicy około  $10 \mu$ . Całkowity jego opór wynosił około  $680 \Omega$ .

Oscylograf użyty do pomiarów miał lampę o średnicy 12 cm, ekran silnie i długo świecący, wzmacniacz niskiej częstości; czułość zależnie od stopnia wzmocnienia mogła dochodzić do 15 mm na milivolt. Generator podstawy czasu nadawał punktowi na ekranie prędkość poziomą 25 mm/sek. lub 50 mm/sek.

Jeżeli mostek nie był w równowadze, otwarcie na krótką chwilę klucza K zaznaczało się na oscylografie zębem (rys. 4). Gdy przez odpowiedni dobór oporu R mostek został zrównoważony, otwieranie i zamykanie klucza nie wywoływało wychylenia linii oscylografu.



Rys. 4.

Pomiar polegał na tym, że po zrównoważeniu mostka i otwarciu klucza K wywoływano rozprężenie.

Obniżenie temperatury termometru T powodowało na oscylografie skok, którego wielkość można było odczytać na przezroczystej skali milimetrowej, nałożonej na lampę oscylograficzną. Klucz K następnie zamykano. Po wyrównaniu temperatury zmieniano opór R tak, aby przy otwieraniu klucza uzyskać taki sam skok, jaki zaobserwowano przy rozprężeniu.

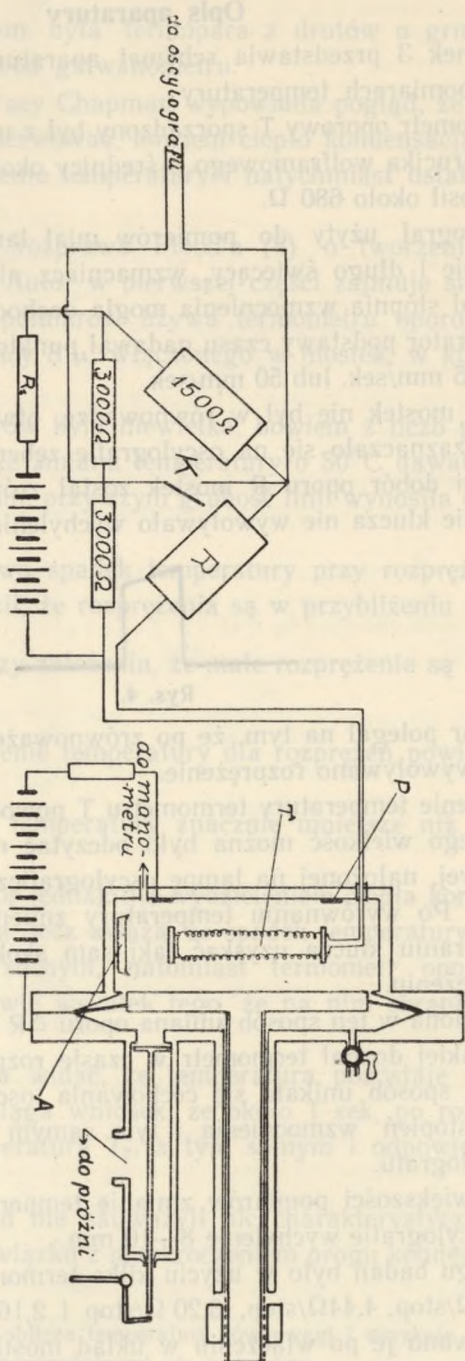
Znaleziona w ten sposób zmiana oporu  $\Delta R$  równała się oczywiście zmianie, jakiej doznał termometr w czasie rozprężenia.

W ten sposób unikało się cechowania oscylografu, można było zmieniać stopień wzmocnienia i tym samym lepiej wykorzystywać ekran oscylografu.

Przy większości pomiarów zmianie temperatury o  $1^\circ\text{C}$  odpowiadało na oscylografie wychylenie 8—10 mm.

W ciągu badań było w użyciu kilka termometrów o współczynnikach  $3,32 \Omega/\text{stop}$ ,  $4,44 \Omega/\text{stop}$ ,  $3,20 \Omega/\text{stop}$  i  $2,16 \Omega/\text{stop}$ .

Cechowano je po włączeniu w układ mostka, zanurzając kolejno do kąpeli  $0^\circ\text{C}$  i  $20^\circ\text{C}$  i znajdując odpowiednią zmianę oporu R. Na-



Rys. 3. Schemat aparatury.

$R$  — opornica dekadowa do  $0,1\ \Omega$ .

$K$  — klucz zwierny wejście do oscylografu.

$R_1$  — opór ograniczający natężenie prądu w obwodzie.

$T$  — termometr oporowy.

$P$  — pierścien metalowy służący do doprowadzenia napięcia.

$A$  — naczynko z alkoholem.



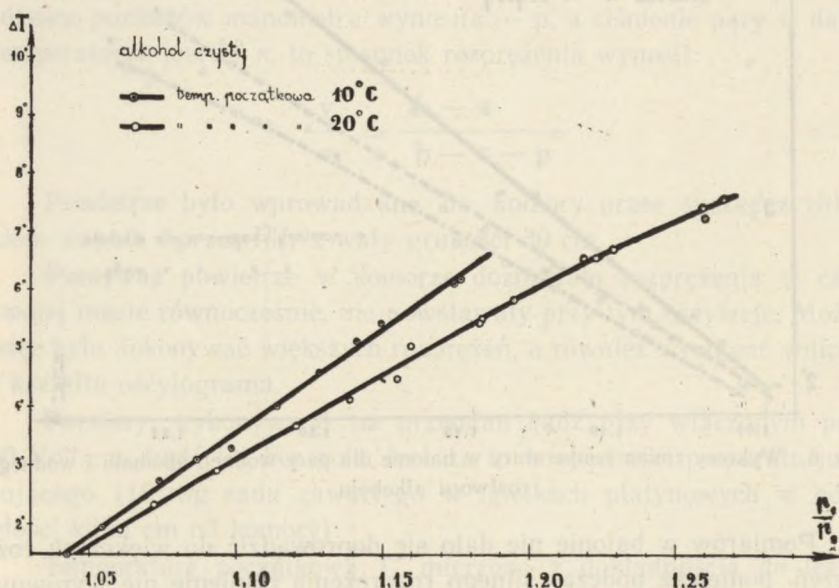
stępnie sprawdzono, mierząc temperaturę przy rozprężeniu adiabatycznym suchego powietrza w 30-litrowym balonie. Przy tym różnice pomiędzy temperaturą zmierzoną a obliczoną były rzędu  $0,1^{\circ}\text{C}$ .

Ostatni termometr ( $2,16\Omega/\text{stop}$ ) cechowano tylko przy pomocy rozprężeń suchego powietrza.

### Pomiary wstępne

Kilka pierwszych seryj pomiarów wykonano w wymienionym już trzydziestolitrowym balonie. Na dno nalewano w tym celu ciecz, której para miała podlegać badaniu, to znaczy wodę, czysty alkohol, lub wodny roztwór alkoholu.

Przed każdym pomiarem sprężano powietrze w balonie do żądanego ciśnienia. Następnie, po wyrównaniu temperatury, otwierano kłapę zamykającą szyjkę balonu i w ten sposób nagle rozprężano powietrze do ciśnienia atmosferycznego.



Rys. 5. Wykres zmian temperatury przy rozprężeniach w balonie zawierającym powietrze i nasyconą parę alkoholu.

Rysunek 5 przedstawia zależność spadku temperatury  $\Delta T$  od stosunku  $\frac{p_1}{p_2}$  gdzie  $p_1$  oznacza ciśnienie w balonie bezpośrednio przed rozprężeniem,  $p_2$  — ciśnienie atmosferyczne \*). (Patrz \*) na str. 134).

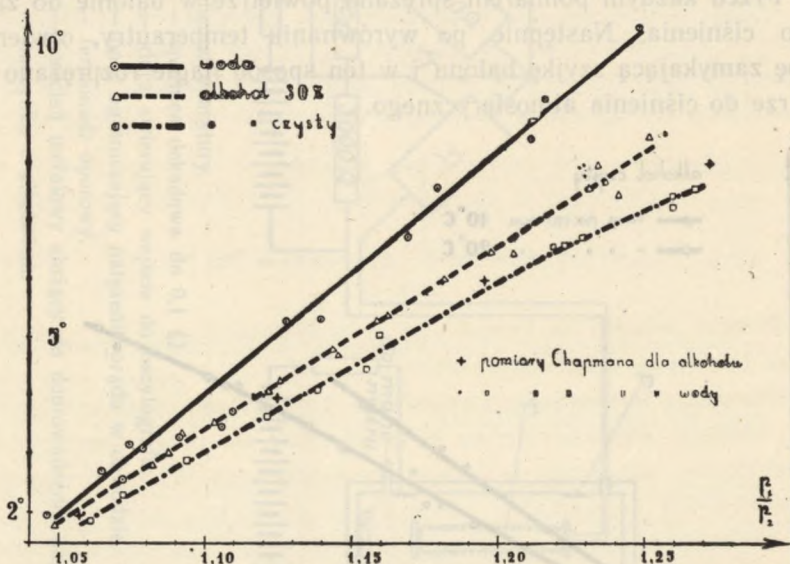
Jedna z krzywych dotyczy pomiarów przy początkowej temperaturze  $T_1 = 10^\circ\text{C}$ , druga przy  $20^\circ\text{C}$ .

Widać, że jeżeli temperatura początkowa jest wyższa, otrzymujemy mniejszy spadek temperatury. Wynika to stąd, że wobec większej gęstości pary wydziela się więcej ciepła kondensacji, które kompensuje spadek temperatury.

Na rysunku 6 mamy analogiczne krzywe dla pary wodnej, alkoholu i mieszanki 30% alkoholu z wodą.

Na wykresach dla wody i alkoholu oznaczone są również punkty wynikające z pomiarów podanych w pracy Chapmana.

Widać dobrą zgodność dla alkoholu, gorszą dla wody.



Rys. 6. Wykresy zmian temperatury w balonie dla pary wodnej, alkoholu i wodnego roztworu alkoholu.

Pomiarów w balonie nie dało się doprowadzić do większych rozprężeń, ponieważ podczas silnego rozprężenia ciśnienie nie wyrównywało się od razu z atmosferycznym; powstawały oscylacje, które wywoływały wahania temperatury widoczne na oscylografie.

\*) Wielkość rozprężenia  $\frac{v_2}{v_1}$  można w każdym wypadku obliczyć ze wzoru  $\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}}$



### Pomiary w komorze Wilsona

Na rys. 3 mamy przedstawiony schematycznie przekrój komory użytej do pomiarów. Średnica wynosiła 15 cm, głębokość 6—7 cm zależnie od początkowego położenia tłoka, które decydowało o wielkości rozprężenia.

Rozprężenie dochodziło do skutku przez otwarcie wentyla łączącego przestrzeń znajdującą się za tłokiem ze zbiornikiem próżni (próżnia była rzędu 1 cm Hg). Tłok posuwał się wtedy gwałtownie aż do uderzenia o tylną ścianę. Było to więc rozprężenie do określonej objętości. Czas ruchu tłoka był rzędu 0,01 sek.

Wielkość rozprężenia określało się przy każdym pomiarze w następujący sposób.

Jeżeli przed rozprężeniem panowało w komorze ciśnienie równe atmosferycznemu —  $b$ , po rozprężeniu i wyrównaniu temperatury różnica poziomów manometru wynosiła —  $p$ , a ciśnienie pary w danej temperaturze jest —  $\pi$ , to stosunek rozprężenia wynosił:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{b - \pi}{b - \pi - p}$$

Powietrze było wprowadzane do komory przez suszkę z chlorkiem wapnia i przez filtr z waty grubości 30 cm.

Ponieważ powietrze w komorze doznawało rozprężenia w całej swojej masie równocześnie, nie powstawały przy tym oscylacje. Można więc było dokonywać większych rozprężeń, a również wyciągać wnioski z kształtu oscylogramu.

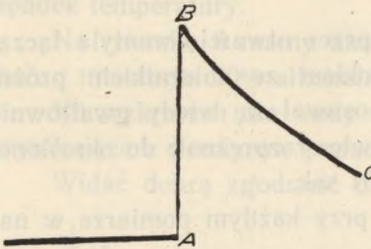
Pomiary wykonywano na przemian bądź przy włączonym polu 60 Volt/cm, bądź też bez pola, lecz za to w obecności preparatu jonizującego (15 mg radu zawartego w igielkach platynowych w odległości kilku cm od komory).

Temperaturę początkową  $T_1$  mierzono z dokładnością do 0,1°C termometrem znajdującym się wewnątrz komory.

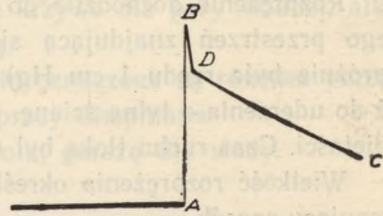
Przy wszystkich pomiarach w komorze temperatura początkowa zawierała się między 19°C a 20°C.

Zaobserwowano dwa zasadnicze typy oscylogramów. Są one przedstawione schematycznie na rys. 7 i 8. Linia pozioma wyobraża drogę punktu świetlnego na ekranie oscylografu, gdy termometr jest w temperaturze początkowej  $T_1$ .

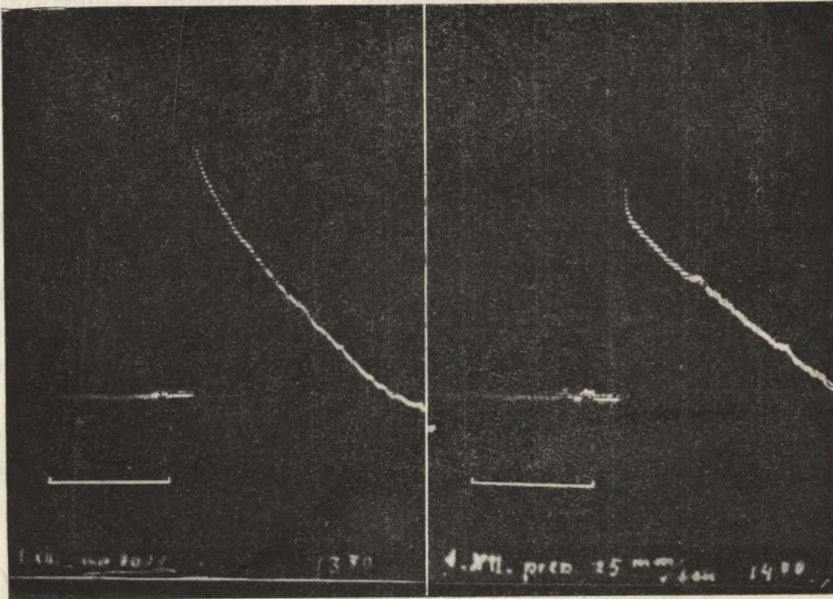
W chwili oznaczonej punktem A następuje rozprężenie i spadek temperatury, który powoduje skok aż do punktu B. Czyli różnica wysokości punktu A i B oznacza maksymalny zarejestrowany przez termometr spadek temperatury.



Rys. 7.



Rys. 8.



Rys. 9. Oscylogram rozprężenia w komorze Wilsona. Zdjęcie robione przez nakładkę ze skalą; w górnej części widać na tle jasnej linii podziałkę milimetrową. Dorysowany na dole odcinek oznacza 1 sek. Włączone napięcie usuwające jony.  $\frac{V_2}{V_1} = 1,168$ .

Rys. 10. Oscylogram rozprężenia w komorze Wilsona. Zdjęcie robione przez nakładkę ze skalą; w górnej części widać na tle jasnej linii podziałkę milimetrową. Dorysowany na dole poziomy odcinek oznacza 1 sek. Napięcie wyłączone, w pobliżu komory preparat jonizujący.  $\frac{V_2}{V_1} = 1,170$ .





Rys. 11. Oscylogram rozprężenia w komorze Wilsona. Zdjęcie robione bez nakładki. Dorysowany na dole poziomy odcinek oznacza 1 sek. Napięcie wyłączone, w pobliżu komory preparat jonizujący.  $\frac{v_2}{v_1} = 1,178$ .

W oscylogramie typu pierwszego (rys. 7) od punktu B rozpoczyna się stopniowe wyrównywanie do temperatury otoczenia, czemu odpowiada łagodny spadek linii od B przez C.

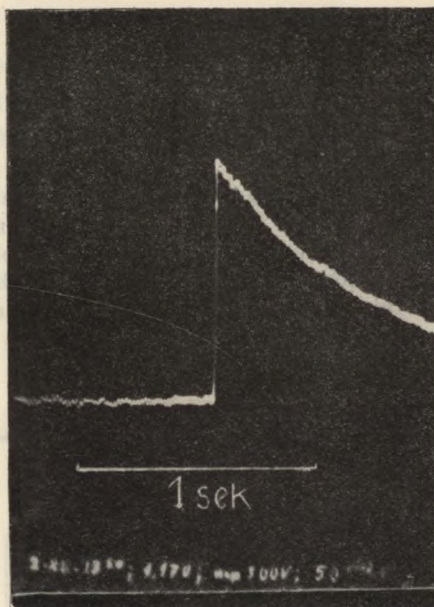
Zdjęcia oscylogramów tego typu mamy na rys. 9 i 12.

Na oscylogramie drugiego typu (rys. 8) widzimy najpierw, jak i poprzednio, nagły spadek temperatury; potem jednak następuje bardzo szybki wzrost aż do zupełnie określonej wartości, wyznaczonej przez wysokość punktu załamania D i dopiero od tego punktu temperatura wzrasta stopniowo aż do temperatury otoczenia.

Rys. 10, 11 i 13 są to zdjęcia oscylogramów typu drugiego.

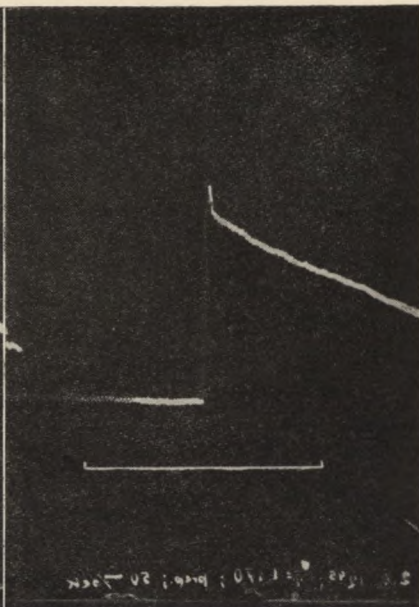
Zdarzały się również oscylogramy typu przejściowego, to znaczy takie, w których nie występował wyraźny punkt załamania, lecz szybki wzrost temperatury przechodził w sposób ciągły we wzrost łagodny.

Występowanie tych typów oscylogramów zależne jest od wielkości rozprężenia. Przy małych rozprężeniach otrzymujemy typ pierwszy. Powiększając stopniowo rozprężenie dochodzimy do takiej wartości, przy której pojawia się typ przejściowy. Zwiększywszy  $\frac{v_2}{v_1}$  jeszcze trochę, otrzymujemy zdecydowany typ drugi.



Rys. 12. Oscylogram rozprężenia w komorze Wilsona. Zdjęcie robione bez nakładki. Dorysowany na dole poziomy odcinek oznacza 1 sek. Włączone napięcie usuwające jony.

$\frac{V_2}{V_1} = 1,170$ . Na oscylogramie widać indukowane drgania sieciowe mogące służyć jako skala czasu.



Rys. 13. Oscylogram rozprężenia w komorze Wilsona. Zdjęcie robione bez nakładki. Dorysowany na dole poziomy odcinek oznacza 1<sup>se</sup>sek. Napięcie wyłączone, w pobliżu komory

preparat jonizujący.  $\frac{V_2}{V_1} = 1,170$ . Na oscylogramie widać indukowane drgania sieciowe, mające służyć jako skala czasu.

Przy dalszym zwiększaniu wielkości rozprężenia punkt załamania staje się coraz wyraźniejszy. Stromy odcinek zbliża się coraz bardziej do położenia pionowego. Staje się również coraz krótszy z dwóch powodów; dlatego, że punkt załamania znajduje się coraz wyżej oraz dlatego, że całkowita wysokość oscylogramu nie wzrasta już teraz proporcjonalnie do wielkości rozprężenia, lecz albo wzrasta bardzo mało, albo nawet w pewnym zakresie maleje.

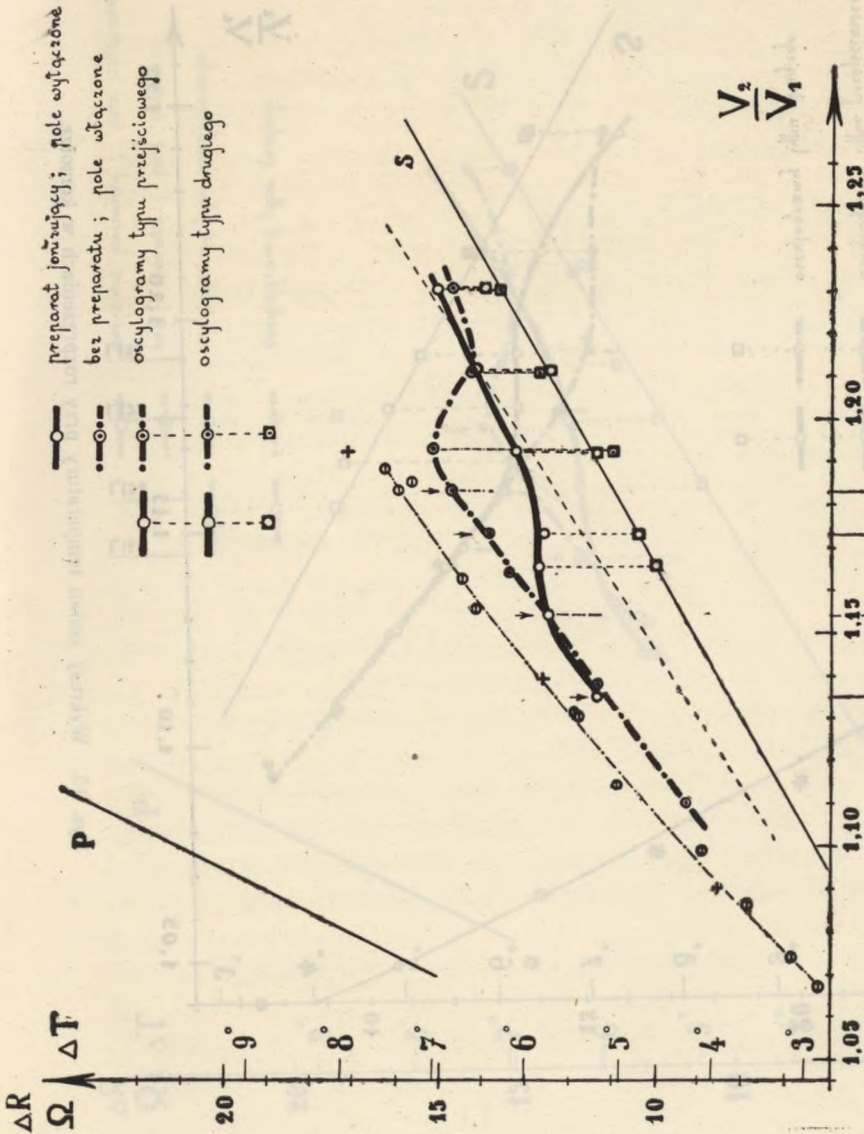
W pewnych przypadkach, o których będzie jeszcze mowa, odcinek pionowy zupełnie znika i przy dużych rozprężeniach mamy oscylogram typu pierwszego.

Wielkość rozprężenia, przy którym zachodzi zmiana typu pierwszego na typ drugi, jest mniejsza w obecności jonów niż w przypadku, gdy usuniemy preparat i włączymy pole.



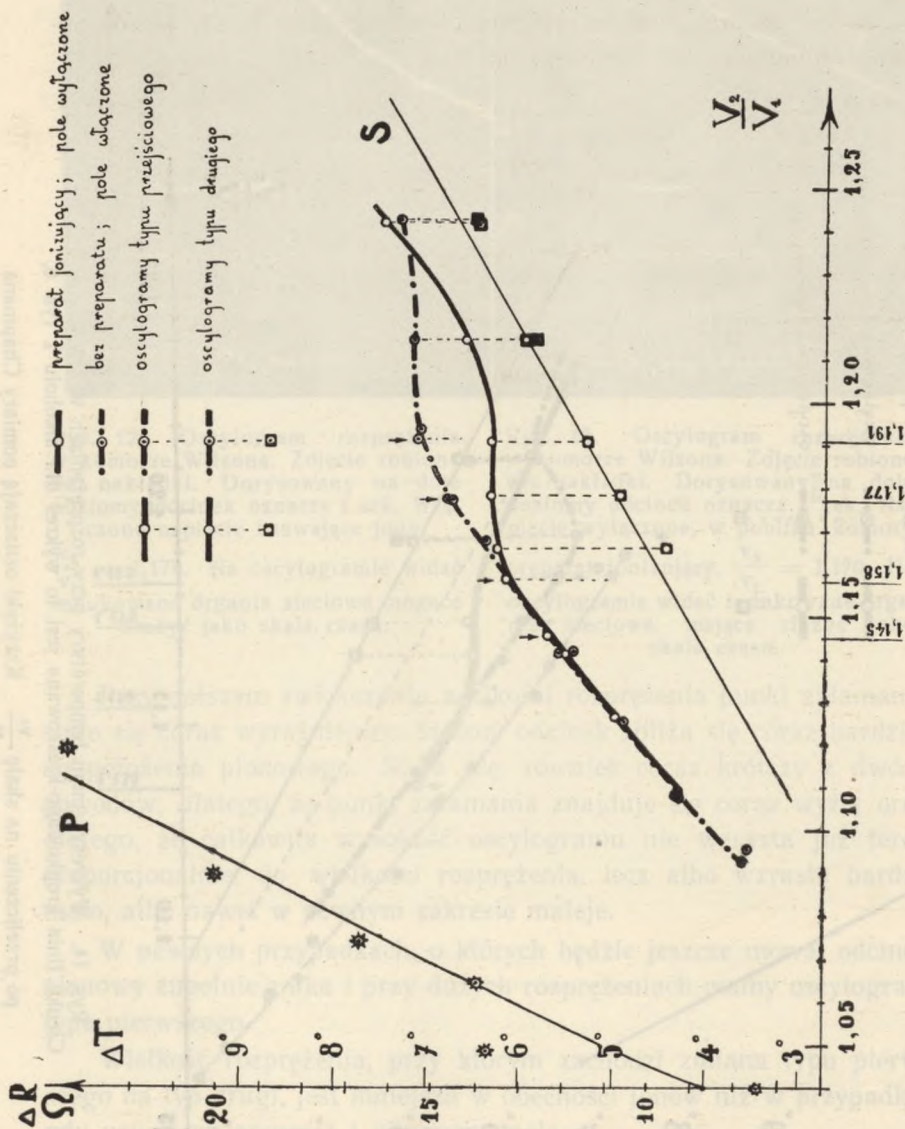
Oscylogramy na rysunkach 12 i 13 otrzymano przy tym samym stosunku rozprężenia  $\frac{v_2}{v_1} = 1,170$ . Różnica w warunkach polegała jednak na tym, że w pierwszym przypadku (rys. 12) włączone było pole usuwające jony, w drugim zaś (rys. 13) przeciwnie, pole wyłączono, umieszczono natomiast w pobliżu komory preparat jonizujący.

Widać, że przy tym rozprężeniu obecność dużej liczby jonów powoduje pojawienie się stromego odcinka.



Rys. 14. Wykresy zmian temperatury przy rozprężeniach w komorze. Cienka linia kropkowo-kreskowana jest to wykres dla alkoholu z rys. 6, po przeliczeniu na skalę  $\frac{v_2}{v_1}$ . Krzyżyki oznaczają pomiary Chapmana.

Rysunki 14, 15, 16 przedstawiają wyniki trzech seryj pomiarów, wykonanych z parą alkoholu bezwodnego. Warunki pomiarów były dla wszystkich trzech seryj jednakowe, toteż zgodność wykresów świadczy o powtarzalności wyników.

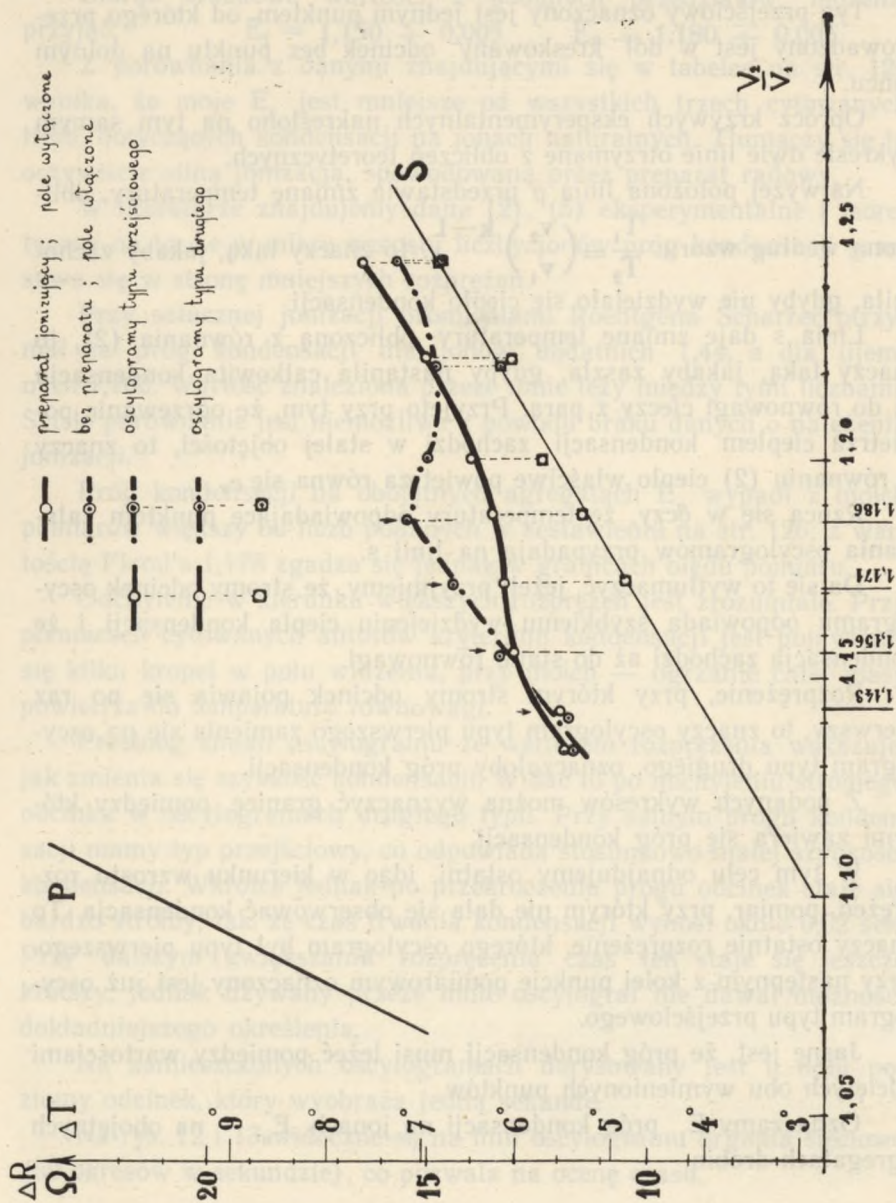


Rys. 15. Wykresy zmian temperatury przy rozprężeniach w komorze.



Linia kreskowana jest wykresem zmian temperatury przy włączonym polu usuwającym jony. Linia ciągła przedstawia to samo w przypadku silnej jonizacji.

Jeżeli przy danym pomiarze oscylogram był typu pierwszego, to na wykresie pomiar ten oznaczony jest jednym punktem, którego rzędna odpowiada maksymalnemu spadkowi temperatury.



Rys. 16. Wykresy zmian temperatury przy rozprężeniach w komorze.

Jeżeli oscylogram był typu drugiego, to na wykresie oznaczone są dwa punkty połączone pionowym kreskowanym odcinkiem. Wyższy z nich odpowiada punktowi szczytowemu (B) (patrz rys. 8), czyli rzędna jego oznacza maksymalny zarejestrowany spadek temperatury. Niższy odpowiada punktowi (D), a jego rzędna oznacza koniec gwałtownego wzrostu temperatury po rozprężeniu.

Typ przejściowy oznaczony jest jednym punktem, od którego przeprowadzony jest w dół kreskowany odcinek bez punktu na dolnym końcu.

Oprócz krzywych eksperymentalnych nakreślono na tym samym wykresie dwie linie otrzymane z obliczeń teoretycznych.

Najwyżej położona linia p przedstawia zmianę temperatury, obliczoną według wzoru:  $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}$ , to znaczy taką, jakaby zachodziła, gdyby nie wydzielano się ciepło kondensacji.

Linia s daje zmianę temperatury, obliczoną z równania (2), to znaczy taką, jakaby zaszła, gdyby nastąpiła całkowita kondensacja aż do równowagi cieczy z parą. Przyjęto przy tym, że ogrzewanie powietrza ciepłem kondensacji zachodzi w stałej objętości, to znaczy w równaniu (2) ciepło właściwe powietrza równa się  $c_v$ .

Rzuca się w oczy, że temperatury odpowiadające punktom załamania oscylogramów przypadają na linii s.

Da się to wytłumaczyć, jeżeli przyjmiemy, że stromy odcinek oscylogramu odpowiada szybkiemu wydzielaniu ciepła kondensacji i że kondensacja zachodzi aż do stanu równowagi.

Rozprężenie, przy którym stromy odcinek pojawia się po raz pierwszy, to znaczy oscylogram typu pierwszego zamienia się na oscylogram typu drugiego, oznaczałoby próg kondensacji.

Z podanych wykresów można wyznaczyć granice, pomiędzy którymi zawiera się próg kondensacji.

W tym celu odnajdujemy ostatni, idąc w kierunku wzrostu rozprężeń, pomiar, przy którym nie dała się obserwować kondensacja. To znaczy ostatnie rozprężenie, którego oscylogram był typu pierwszego. Przy następnym z kolei punkcie pomiarowym oznaczony jest już oscylogram typu przejściowego.

Jasne jest, że próg kondensacji musi leżeć pomiędzy wartościami odciętych obu wymienionych punktów.

Oznaczamy  $E_1$  próg kondensacji na jonach,  $E_n$  — na obojętnych agregatach drobin.



Otrzymamy:

$$\text{z serii I (rys. 14)} \quad 1,135 < E_j < 1,154 \quad 1,173 < E_n < 1,183$$

$$\text{„ II (rys. 15)} \quad 1,145 < E_j < 1,158 \quad 1,177 < E_n < 1,191$$

$$\text{„ III (rys. 16)} \quad 1,143 < E_j < 1,156 \quad 1,171 < E_n < 1,186$$

$$\text{z serii I, II, III} \quad 1,145 < E_j < 1,154 \quad 1,177 < E_n < 1,183$$

Biorąc środkowe wartości z podanych przedziałów, możemy przyjąć:  $E_j = 1,150 \mp 0,005$       $E_n = 1,180 \mp 0,003$

Z porównania z danymi znajdującymi się w tabelce na str. 126 wynika, że moje  $E_j$  jest mniejsze od wszystkich trzech cytowanych liczb, dotyczących kondensacji na jonach naturalnych. Tłumaczy się to oczywiście silną jonizacją, spowodowaną przez preparat radowy.

W literaturze znajdujemy dane (2), (5) eksperymentalne i teoretyczne na to, że w miarę wzrostu liczby jonów próg kondensacji przesuwana się w stronę mniejszych rozprężeń.

Przy sztucznej jonizacji promieniami Roentgena Scharrer otrzymał na próg kondensacji dla jonów dodatnich 1,44, a dla ujemnych 1,160. Wartość znaleziona przeze mnie leży między tymi liczbami. Ścisłe porównanie jest niemożliwe z powodu braku danych o natężeniu jonizacji.

Próg kondensacji na obojętnych agregatach  $E_n$  wypadł z moich pomiarów większy od liczb podanych w zestawieniu na str. 126; z wartością Flood'a 1,178 zgadza się jednak w granicach błędu pomiaru.

Odchylenie w kierunku większych rozprężeń jest zrozumiałe. Przy pomiarach cytowanych autorów kryterium kondensacji jest pojawienie się kilku kropeł w polu widzenia, przy moich — ogrzanie całej masy powietrza do temperatury równowagi.

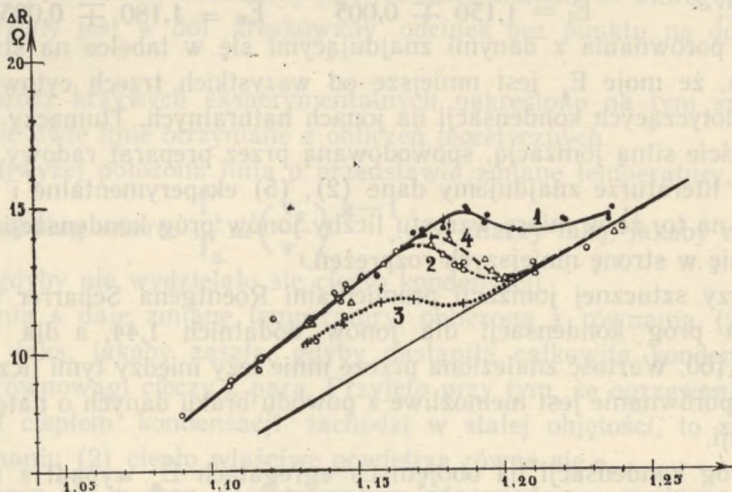
Przebieg zmian oscylogramu ze wzrostem rozprężenia wskazuje, jak zmienia się szybkość kondensacji. Widać to po nachyleniu stromego odcinka w oscylogramach drugiego typu. Przy samym progu kondensacji mamy typ przejściowy, co odpowiada stosunkowo małej szybkości kondensacji. Wkrótce jednak po przekroczeniu progu odcinek staje się bardzo stromy, tak że czas trwania kondensacji wynosi około 0,02 sek. Przy dalszym zwiększaniu rozprężenia czas ten staje się jeszcze krótszy, jednak używany przeze mnie oscylograf nie dawał możliwości dokładniejszego określenia.

Na zamieszczonych oscylogramach dorysowany jest u dołu poziomy odcinek, który wyobraża jedną sekundę.

Na rys. 12 i 13 widoczne są na linii oscylogramu drgania sieciowe (50 okresów w sekundzie), co pozwala na ocenę czasu.

### Wpływ zanieczyszczeń

Rysunek 17 przedstawia wykres kilku seryj pomiarów dokonanych w ciągu 6 tygodni, bez otwierania i jakiegokolwiek oczyszczania komory. Alkohol pozostawał tam przez cały czas i jego długotrwałe działanie wywołało rozpuszczanie się uszczelnień gumowych. Na spodzie komory pod naczynkiem A utworzyła się kropla roztworu.



Rys. 17. Wykresy zmian temperatury w obecności zanieczyszczeń. Strzałkami wskazane są pomiary, przy których zaobserwowano oscylogram typu przejściowego.

Krzywa (1) przedstawia wynik najwcześniejszej serii pomiarów wykonanej, gdy jeszcze skutki działania alkoholu na gumę nie były widoczne. Następną była krzywa (2), potem (3).

Po kilkugodzinnym przepłukiwaniu komory strumieniem powietrza otrzymano krzywą kreskowaną (4).

Widać stąd, że zanieczyszczenia mogą wywołać: po pierwsze — obniżenie krzywej, to znaczy zwiększenie ilości skondensowanej pary, po drugie — przesuwanie próg kondensacji w kierunku mniejszych rozprężeń.

Części krzywych (2), (3) i (4), odpowiadające dużym rozprężeniom, leżą na linii równowagi (s). W odpowiednich oscylogramach znikł pionowy odcinek, czyli dla dużych rozprężeń otrzymujemy znowu oscylogram pierwszego typu. Można to wytłumaczyć w ten sposób, że kondensacja odbywa się teraz bardzo szybko, równocześnie z rozprężeniem i dlatego otrzymujemy od razu punkt leżący na linii równowagi.



Jest to znane zjawisko, szczególnie ważne w meteorologii, że drobne ilości ciała rozpuszczającego się w danej cieczy, zawieszona w powietrzu, mogą się stać ośrodkami kondensacji. Obecnością tych dodatkowych ośrodków kondensacji tłumaczy się w zupełności wpływ zanieczyszczeń na przebieg krzywych.

Serie pomiarów, których wyniki omówiono w poprzednim rozdziale (rys. 14, 15, 16), były dokonywane przy zastosowaniu środków ostrożności, mających zapobiec wyżej opisanym zanieczyszczeniom.

Po starannym oczyszczeniu poszczególnych części, komorę składowano, zamykano i przez kilkanaście godzin przepłukiwano strumieniem suchego, filtrowanego przez watę, powietrza.

Następnie pipetą wprowadzano alkohol do naczynia A i po kilkunastu godzinach, gdy para była już nasycona, przystępowano do pomiarów, które trwały co najwyżej dwa dni.

Po skończeniu takiej serii przepłukiwano znowu komorę powietrzem aż do zupełnego wyparowania alkoholu w naczyniu, a od chwili, gdy znikła reszta alkoholu, — jeszcze przez parę godzin.

Potem wprowadzano znowu alkohol do naczynka A i zaczynało nową serię pomiarów.

Krzywe otrzymane w ten sposób są ze sobą niemal zgodne. Nie wielkie różnice możnaby przypisać zanieczyszczeniom, których nie dało się wyżej opisanym sposobem uniknąć.

### Adiabatyczność rozprężeni

Dla sprawdzenia, w jakim stopniu rozprężenia są adiabatyczne, wykonywano pomiary z suchym powietrzem.

Tabelki umieszczone na str. 146 przedstawiają wyniki tych pomiarów.

Z podanych liczb widać, że odchylenia od adiabatyczności w wypadku rozprężeni w balonie powodują różnice temperatury rzędu  $0,1^{\circ}\text{C}$ . W komorze o pojemności  $500\text{ cm}^3$  mamy różnicę około  $1,5^{\circ}\text{C}$ , jeżeli rozprężenie nie jest zbyt wielkie. Przy pojemności  $1000\text{ cm}^3$  temperatura mierzona jest wyższa od obliczonej średnio o  $0,5^{\circ}\text{C}$ .

Przyczyną jest wymiana ciepła z otoczeniem. Odbywa się ona tym wolniej im mniejszy jest stosunek powierzchni do objętości, czyli im większa jest pojemność zbiornika.

Tak jest w powietrzu suchym. W obecności alkoholu w komorze sprawa przedstawia się trochę inaczej.

**I. Rozprężenie powietrza suchego w balonie 30-litrowym**

$\frac{P_1}{P_2}$	$\Delta T$ obliczone	$\Delta T$ zmierzone	Różnica
1.102	7,9° C	7,8° C	+ 0,1° C
1,105	8,2	8,3	+ 0,1
1,061	4,97	4,90	+ 0,07
1,086	6,84	6,82	+ 0,02
1,075	5,93	5,84	+ 0,09
1.094	7,36	7,43	- 0,07
1,120	9,47	9,37	+ 0,10
1,139	10,75	10,38	+ 0,37
1,047	3,81	3,69	+ 0,12

**II. Rozprężenie powietrza suchego w komorze Wilsona o pojemności 500 cm<sup>3</sup>**

$\frac{v_2}{v_1}$	$\Delta T$ obliczone	$\Delta T$ zmierzone	Różnica
1,064	7,2° C	5,5° C	+ 1,7° C
1,064	7,2	5,8	+ 1,4
1,060	6,8	5,3	+ 1,5
1,177	18,2	16,7	+ 1,5
1,297	28,7	25,2	+ 3,5

**III. Rozprężenie powietrza suchego w komorze Wilsona o pojemności 1000 cm<sup>3</sup>**

$\frac{v_2}{v_1}$	$\Delta T$ obliczone	$\Delta T$ zmierzone	Różnica
1,041	4,7° C	4,1° C	+ 0,5° C
1,049	5,6	5,0	+ 0,6
1,042	4,9	4,5	+ 0,4
1,077	8,6	8,2	+ 0,4
1,077	8,6	8,0	+ 0,6



Mianowicie, punkty załamania oscylogramów leżą na linii równowagi cieczy z parą, a nie o pół stopnia niżej.

Dzieje się tak dlatego, że w wypadku, gdy zamiast suchego powietrza mamy zawieszinę kropelek cieczy pozostającą w równowadze z parą, dostarczone z zewnątrz ciepło zużywa się głównie na przemianę cieczy na parę. Podniesienie temperatury jest w warunkach opisanych doświadczeń tak małe, że nie przekracza błędu pomiaru \*).

\*) Weźmy pod uwagę 1 cm<sup>3</sup> objętości komory i założmy, że znajduje się tam zawieszina kropelek alkoholu w powietrzu oraz para alkoholu. Układ jest w równowadze w temperaturze t<sub>0</sub>. Dostarczmy układowi niewielką ilość ciepła — q. W następstwie tego temperatura podniesie się do t<sub>0</sub> + Δt, wyparuje pewna ilość cieczy Δm i ustali się znowu równowaga.

Jeżeli ρ(t) oznacza gęstość pary nasyconej w temperaturze t, to

$$\Delta m = \rho(t_0 + \Delta t) - \rho(t_0) = \left( \frac{d\rho}{dt} \right)_{t=t_0} \cdot \Delta t$$

Będzie więc:

$$\begin{aligned} q &= M \cdot \Delta t + \Delta m \cdot L = M \cdot \Delta t + \left( \frac{d\rho}{dt} \right)_{t=t_0} \cdot \Delta t \cdot L = \\ &= \Delta t \left[ M + \left( \frac{d\rho}{dt} \right)_{t=t_0} \cdot L \right] \end{aligned}$$

gdzie M oznacza pojemność cieplną 1 cm<sup>3</sup> powietrza wraz z zawartą w nim parą i cieczą, L — ciepło parowania.

Stąd

$$\Delta t = \frac{q}{M + \frac{d\rho}{dt} \cdot L}$$

Niech q oznacza ilość ciepła, któraby ogrzała 1 cm<sup>3</sup> powietrza o 0,5° C, czyli q = 0,5M.

$$\text{Kładąc } L = 230 \frac{\text{cal}}{\text{g}}, M = 0,0013 \cdot 0,2 \frac{\text{cal}}{\text{stop}}, \frac{d\rho}{dt} = 5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{g}}{\text{stop}}$$

otrzymamy:

$$\Delta t = 0,1^{\circ} \text{C.}$$

### Zmiany temperatury zaobserwowane przy rozprężeniach mniejszych od progu kondensacji

Część krzywej odpowiadającej rozprężeniom mniejszym od progu kondensacji przebiega wyżej od linii równowagi, a równocześnie znacznie niżej od linii przedstawiającej zmiany temperatury, jakiby musiały zajść, gdyby kondensacja nie miała miejsca.

Wszystkie trzy wykresy (rys. 14, 15, 16), przedstawiające pomiary w komorze, są ze sobą w tej części zupełnie zgodne.

To samo daje krzywa otrzymana przy rozprężeniach w balonie (rys. 6) po przeliczeniu na skalę  $\frac{V_2}{V_1}$  (rys. 14) oraz uwzględnieniu odchyżeń od adiabatyczności. Na krzywej tej również leżą pomiary Chapmana.

Fakt, że pomiar daje w tym wypadku temperaturę znacznie wyższą, niżby to wynikało z równania na rozprężenie adiabatyczne, można wytłumaczyć przyjmując wraz z Flood'em, że jakkolwiek kondensacja w całej masie gazu poniżej progu nie zachodzi, jednak sam termometr staje się ośrodkiem kondensacji z chwilą, gdy tylko temperatura jego spadnie poniżej punktu rosy. Ciepło wydzielone podczas skraplania pary ogrzewa termometr.

Ilość ciepła jaką drucik otrzymuje w jednostce czasu jest wyznaczona przez szybkość dyfuzji pary. Równocześnie termometr oddaje ciepło otoczeniu. Przy pewnej temperaturze następuje równowaga i ta właśnie temperatura daje się zaobserwować.

Dla przykładu można podać zestawienie temperatur zrobione dla temperatury początkowej 20°C i rozprężenia 1,140.

Temperatura początkowa	20°C
Punkt rosy po rozprężeniu	17,7
Temperatura obliczona z (1)	6,58
Temperatura obserwowana	14,5

Zgodność wyników różnych obserwatorów i w różnych warunkach tłumaczy się tym, że temperatura wskazana przez termometr wyznaczona jest przez stosunek współczynnika dyfuzji pary do przewodnictwa cieplnego powietrza.

Jeżeli kondensacja następuje w całej masie gazu, dopływ pary do drucika ustaje na skutek braku różnicy koncentracji i termometr przyjmuje szybko temperaturę otoczenia.



Dla potwierdzenia tego wyjaśnienia wykonano pomiary przy pomocy tego samego termometru, ogrzanego ponad temperaturę otoczenia. W tym celu zwiększono prąd płynący w obwodzie tak, aby mimo oziębienia spowodowanego przez rozprężenie temperatura termometru pozostała jeszcze trochę wyższa od punktu rosy.

Punkty otrzymane z tych pomiarów wypadają rzeczywiście na linii wyliczonej wprost z równania (1) (rys. 15 punkty oznaczone gwiazdkami), co świadczyłoby o słuszności podanego wyżej wyjaśnienia.

Możnaby uczynić pewien zarzut. Mianowicie. termometr ma w tym wypadku temperaturę wyższą od otoczenia, w przybliżeniu o  $10^{\circ}\text{C}$ . W bliskim sąsiedztwie drucika znajduje się za tym para nienasycona, podczas gdy w większych odległościach panuje stan nasycenia.

Czy z tego, że w najbliższym otoczeniu termometru nie wydziela się ciepło kondensacji, można wnosić, że tak samo jest w całej masie gazu? Pomocą tutaj jest obserwacja kształtu oscylogramu.

Gdyby duży spadek temperatury występował tylko w najbliższym sąsiedztwie termometru, a w całej masie gazu panowała temperatura o kilka stopni wyższa, to po zakończeniu rozprężenia drucik ogrzewałby się szybciej, czyli oscylogram w obecności alkoholu opadałby bardziej stromo, niż oscylogram otrzymany przy takim samym obniżeniu temperatury w suchym powietrzu.

Takiej różnicy jednak nie zaobserwowano. Nachylenie oscylogramu przy rozprężeniu powietrza z parą alkoholu jest takie same, jak nachylenie w przypadku suchego powietrza przy równym obniżeniu temperatury. Należy więc z tego wnosić, że przy rozprężeniach mniejszych od progu kondensacji temperatura w komorze Wilsona spada do wartości bliskiej wartości wyznaczonej z równania (1). Natomiast powyżej progu bardzo szybko ustala się temperatura równowagi.

## W y n i k i

Podsumowując wyniki można stwierdzić, że jakkolwiek pomiary temperatury, dokonane przez Chapmana, Flood'a oraz autorkę niniejszej pracy wykazują w dużym stopniu zgodność między sobą, to jednak nie ma podstaw, aby rezultaty tych pomiarów dla rozprężeń mniej-

szych od progu kondensacji uważać za prawdziwą temperaturę powietrza w komorze.

Mimo to jednak, jeżeli próg kondensacji zostanie przekroczony, można z analizy oscylogramu stwierdzić, że kondensacja rzeczywiście zachodzi i że zachodzi aż do równowagi cieczy z parą.

Temperaturę równowagi pozwala zastosowana metoda zmierzyć ze stosunkowo dobrą dokładnością.

Udało się również wyznaczyć próg kondensacji na jonach i na obojętnych agregatach. Otrzymane wartości nie są co prawda dokładniejsze od pomiarów dokonywanych przez bezpośrednią obserwację kropeł. Jednakże sam fakt, że stosując kryterium kondensacji oparte na pomiarach temperatury, można osiągnąć wyniki zgodne z tamtymi jest interesujący.

W wypadku, gdy zachodzi kondensacja, można oszacować czas potrzebny do jej ukończenia. Jest on tym krótszy, im większe rozprężenie.

Przy rozprężeniu  $\frac{v_2}{v_1} = 1,170$ , w obecności preparatu jonizującego, czas ten wynosił w przybliżeniu 0,02 sek. Nie dała się zauważyć jakakolwiek różnica w szybkości kondensacji na jonach i na obojętnych agregatach.

Ukończenie kondensacji i wzrost temperatury do wartości równowagi likwidują oczywiście stan przesylenia. Zatem, w warunkach opisanych pomiarów, przesylenie trwało około 0,02 sek.

Jedynie przy rozprężeniu, któremu odpowiadał oscylogram typu przejściowego; to znaczy tuż za progiem kondensacji, czas trwania przesylenia mógł być dłuższy.

Na zakończenie można dla porównania przedstawić zdjęcia z cytowanej już pracy Flood'a (rys. 18).

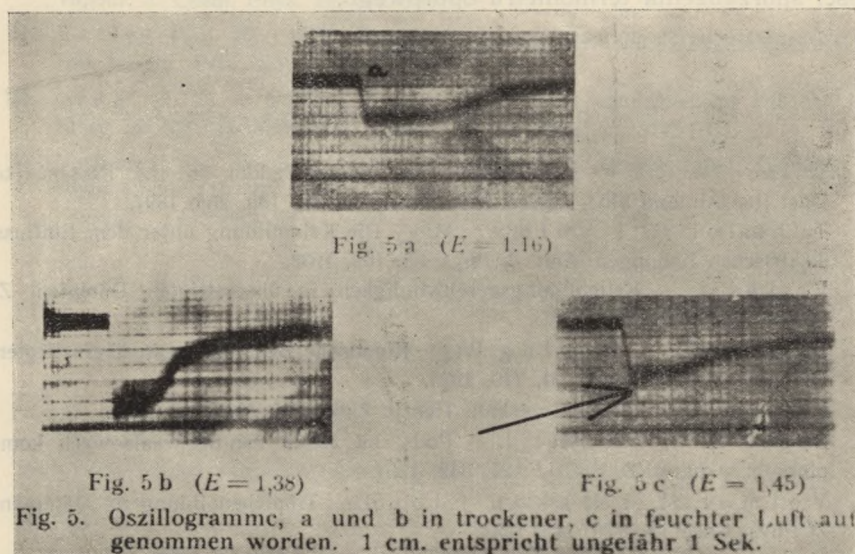
Widać z nich, że po rozprężeniu w suchym powietrzu temperatura pozostawała stała przez czas około 1 sekundy. Można to wytłumaczyć tym, że aparatura Flood'a była cała ze szkła, więc wymiana ciepła z otoczeniem odbywała się wolniej niż w komorze posiadającej dużo części metalowych.

Ostatni oscylogram przedstawia zmianę temperatury przy rozprężeniu 1,45 w powietrzu nasyconym parą wodną. Rozprężenie to jest znacznie większe od progu kondensacji, który dla pary wodnej wynosi,



według tej samej pracy Flood'a, 1,275 Musiała zatem zajść kondensacja nie tylko na termometrze, lecz w całej objętości komory.

W zestawieniu ze zdjęciami na rys. 10, 11 i 13 wydaje się, że poziomy odcinek na oscylogramie Flood'a należy interpretować jako temperaturę równowagi, ustaloną już po zakończeniu kondensacji. Ząbek ozna-



Rys. 18. Oscylogramy rozprężeń otrzymane przez Flood'a.

czony strzałką, mógłby odpowiadać stromemu odcinkowi na oscylogramach (rys. 10, 11 i 13). Wyraźniej wyjść nie mógł, ponieważ układ elektryczny Flood'a nie nadawał się do rejestracji bardzo szybkich zmian \*).

W związku z tym wyciąganie ze zdjęć Flood'a wniosku, że przesylenie w komorze trwa około 1 sek., wydaje się niestuszne.

Panu Profesorowi Stanisławowi Ziemeckiemu, Kierownikowi Zakładu Fizyki Doświadczalnej UMCS, składam serdeczne podziękowanie za życzliwą opiekę, zainteresowanie, z jakim śledził bieg mojej pracy oraz stworzenie możliwie najlepszych warunków do jej ukończenia.

\*) Kondensator  $150 \mu F$  włączony równolegle do wejścia na oscylograf.

Pan Profesor A. Goldschmied, Dziekan Wydziału Lekarskiego Akademii Medycznej w Lublinie, umożliwił mi wykonanie opisanych pomiarów przez wypożyczenie z Kliniki Akademii elektrokardiografu, za co jeszcze raz na tym miejscu dziękuję. Kierownikowi Warsztatu Mechanicznego Zakładu Fizyki UMCS, p. Tadeuszowi Lewandowskiemu zawdzięczam pełną zrozumienia pomoc techniczną, szczególnie przy pokonaniu trudności sporządzenia termometru oporowego.

---

P I S M I E N N I C T W O

1. Wilson C. T. R. — Condensation of Water Vapour in the Presence of Dust-free Air and other Gases. *Phil. Trans A.* vol. 189, 265, 1897.
2. Tohmfor G. i Volmer M. — Die Keimbildung unter dem Einfluss elektrischen Ladungen. *Ann. d. Phys.* 33, 109, 1938.
3. Farkas L. — Keimbildungsgeschwindigkeit in übersättigten Dämpfen. *Z. Phys. Chem.* 125, 236, 1927.
4. Becker R. i Döring W. — Kinetische Behandlung in übersättigten Dämpfen. *Ann. d. Phys.* 24, 719, 1935.
5. Frenkel J. I. — Kinetičeskaja Tiejorja Židkostiej. Moskwa, 1945.
6. Segal B. i Frenkel I. — Podscziot czisła van-der-waalsowych kompleksow w parie. *Z. E. T. F.* 21, 642, 1951.
7. Volmer M. i Hakon Flood — Tröpfchenbildung in Dämpfen. *Z. Phys. Chem. A.* 170, 273, 1934.
8. Hakon Flood — Tröpfchenbildung in übersättigten Dämpfen. *Techn. Hochsch. Berlin*, 1934.
9. Scharrer — Kondensation von übersättigten Dämpfen an Ionen. *Ann. d. Phys.* 35, 619, 1939.
10. Thomson J. J. — On the Charge of Electricity. *Phil. Mag.* 46, 538, 1898.
11. Chapman E. K. — *Phys. Rev.* 32, 561, 1911. The Comparison of theoretical and observed equilibrium temperatures in fog chambers.
12. Anderson E. X. und Froemke J. A. — Die Kernbildung bei der Kondensation von Dämpfen in nicht ionisierter staubfreier Luft. *Z. f. Phys. Chem.* 142, 321, 1929.
13. Pollermann M. — Tröpfchenbildung an Ionen in der Wilsonschen Nebelkammer. *Ann. d. Phys.* 5, 329, 1950.
14. Hazen W. E. — Average energy loss of mesotrous in air. *Phys. Rev.* 65, 259, 1944.
15. Kuhrt F. — On the vapour pressure of small droplets. *Naturwiss.* 38, 281, 1951.
16. Pound G. M. und La Mer V. K. — Surface tension of Small Droplets as a Funktion of Size from Critical Supersaturation. *Journ. Chem. Phys.* 506, 1951.



17. Mason B. J. — Spontaneous condensation of water vapour in expansion chamber experiments. Proc. Phys. Soc. Lond. B 64, 773, 1951.
18. Kantorowitz A. — Nucleation in very rapid expansions. J. Chem. Phys. 19, 1097, 1951
19. Farley F. J. — Clouds produced in expansion chamber by ultra-violet light. Proc. Roy. Soc. A, 207, 527, 1951.
20. Probstein R. F. — Time lag in the self-nucleation of a supersaturated vapour. J. Chem. Phys. 19, 619, 1951.
21. Farley F. J. M. — The theory of the condensation of supersaturated ion-free vapour. Proc. Roy. Soc. A 212, 530, 1952.
22. Segal R. B. — Number of drops formed on condensations and the time taken for their formation. Zh. Eksper. Theor. Phys. 21, 814, 1951.
23. Volmer M., Weber A. — Keimbildung in übersättigten Gebilden. Z. Phys. Chem. 119, 277, 1926.

## РЕЗЮМЕ

Если сухой газ, температура которого равна  $T_1$ , расширяется адиабатно, его температура понижается до определённого значения, которое мы можем, зная отношение конечного и начального объема  $\frac{V_2}{V_1}$  вычислить из известных уравнений.

Если до расширения в газе находился пар насыщенный при температуре  $T_1$ , расширение может сопровождаться конденсацией и в результате освобождения теплоты конденсации получается температура  $T$  выше  $T_2$ .

Задача этой работы состояла в измерении прыжков температуры, которые имеют место во время расширения в камере Вильсона.

Этой цели служил термометр сопротивления сделанный из проволоки толщиной около 10 $\mu$ , включенный в мостик, в котором место гальванометра занимал катодный осциллограф.

Измерения производились в присутствии сильного ионизирующего препарата, а также и без него при включенном электрическом поле для удаления естественных ионов.

В обоих случаях получены графики зависимости  $\Delta T$  от  $\frac{V_2}{V_1}$  (см. рис. 14, 15, 16). На этих графиках видно изменение наклона вблизи значения  $\frac{V_2}{V_1}$ , при котором начинается конденсация.

Если  $\frac{V_2}{V_1}$  превысит это значение, меняется принципиально вид осциллограммы. В ней появляется именно крутой отрезок соответствующий выделению теплоты конденсации (рис. 11). Конец этого отрезка отмечает температуру  $T$ . Получается при этом хорошее согласие со значением вычисленным теоретически. Если принять за критерий конденсации появление в осциллограмме крутого отрезка, можно определить на основании измерений порог конденсации на ионах, а также границу образования тумана в отсутствии ионов.

Полученные этим способом для пара этилового спирта числа 1,150 и 1,180 соглашаются со значениями, которые находим в литературе и которые были получены методом непосредственного микроскопического наблюдения появляющихся капель.

Из наклона выше упомянутого отрезка можно было оценить время окончания конденсации. При расширении  $\frac{V_2}{V_1} = 1,170$  это время было порядка 0,02 сек.



## SUMMARY

If a dry gas is adiabatically expanded its initial temperature  $T$  falls to  $T_2$  which can be readily calculated from the known equations. If the gas contains some saturated vapour the expansion may be accompanied by partial condensation its latent heat tending to raise the temperature of the expanding gas. The final temperature  $T$  is therefore higher than that for the dry gas:  $T > T_2$ .

The work described in this paper is concerned with the temperature changes of a gas expanded in C. T. R. Wilson cloud chamber. They were measured by means of a resistance thermometer made of a rather thin ( $10 \mu$ ) tungsten wire constituting one arm of a Wheat-bridge with a cathode ray oscilloscope as indicator.

The measurements were made either in the highly ionised air or in the air from which ions have been removed by the electrostatic field.

In both cases the drop in temperature —  $\Delta T$  was plotted against the volume ratio  $\frac{v_2}{v_1}$ . On the curves obtained the limit of condensation as well as that of fog are shown by abrupt changes of the slope. If the ratio  $\frac{v_2}{v_1}$  exceeds the limit of condensation the character of the oscillogram changes, namely a steep segment appears due to the evolving heat of condensation (fig. 11). The end of this segment gives the temperature of equilibrium  $T$  in good accord with the theoretical value. Assuming the appearance of the steep segment as the criterion of the condensation the limit of condensation and that of fog were calculated. The values thus obtained, viz. 1,150 and 1,180, are in agreement with those derived by several authors from direct observation of droplets. The time of the condensation  $\tau$  can be computed from the slope of the same segment. For  $\frac{v_2}{v_1} = 1,170$  in ionised air  $\tau = 0,02$  sec.

