

Dzięki termodyfuzji, w pierwotnie jednorodnej / pod względem swego składu / mieszaninie gazowej stężenie w różnie ogrzanych jej obszarach staje się różne. Te różnice stężeń wywołują z kolei zwykłą dyfuzję, która ma charakter procesu przeciwnego w stosunku do procesu termodyfuzji, tzn. procesu dążącego do zmniejszenia gradientu stężenia, powstającego w wyniku termodyfuzji.

W warunkach stacjonarnych, gdy np. w gazie utrzymuje się stały gradient temperatury, obydwa te przeciwstawne procesy doprowadzają w końcu do ustalenia się pewnego stanu równowagi, w którym obydwa strumienie kompensują się wzajemnie.

W stanie tym skład gazu od strony wyższej temperatury będzie się w sposób określony różnił od składu gazu będącego w niższej temperaturze.

W większości przypadków gaz o mniejszej masie cząsteczkowej zbiera się do strony, gdzie jest wyższa temperatura.

Reguła ta nie ma jednak ogólnego charakteru, gdyż masa cząstek nie jest jedynym czynnikiem warunkującym kierunek termodyfuzji.

2.2.1. Dyfuzja gazów.

Z porównania wzorów (4.2.) i (5.2.) widać, że teoretyczna zależność współczynnika dyfuzji od średniej prędkości i drogi swobodnej molekuł / gazu / ma postać :

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{v} \quad (6.2.)$$

Średnia droga swobodna molekuł gazu $\bar{\lambda}$ może być obliczona z wzoru :

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\pi \sqrt{2} \cdot r^2 \cdot n} \quad (7.2.)$$

gdzie : \bar{r} - promień molekuł gazu

n - ilość molekuł gazu w jednostce objętości

Podstawiając (7.2.) do wzoru (6.2.) otrzymamy odpowiednio dla współczynnika dyfuzji :

$$D = \frac{\bar{U}}{12\pi\bar{r} \cdot r^2 \cdot n} = \frac{\text{const.} \cdot \bar{U}}{n} \quad (8.2.)$$

Wzór (8.2.) pozwala przewidywać, że szybkość dyfuzji w gazach będzie wzrastać przy obniżaniu ciśnienia gazu / ze względu, że ciśnienie p jest proporcjonalne do ilości molekuł w jednostce objętości n /.

Zależy ona także od ciężaru cząsteczkowego molekuł μ i temperatury gazu T , gdyż $\bar{U} \approx \left(\frac{3RT}{\mu} \right)^{1/2}$.

Wiadomo np. że cząsteczka H_2 / duże $\bar{\lambda}$ i duże \bar{U} / dyfunduje znacznie szybciej niż jakikolwiek inny gaz.

Znaleziona zależność współczynnika dyfuzji D gazów od różnych wielkości makroskopowych / T, n, μ , / , czy też mikroskopowych / $r, \bar{\lambda}, \bar{U}, m$ / może być sprawdzona na drodze doświadczalnej. Obok wzajemnej dyfuzji gazów różnego rodzaju może zachodzić również wzajemna dyfuzja różnych izotopów tej samej substancji. Ponieważ jedyna różnica między ich cząsteczkami sprowadza się do bardzo niewielkiej różnicy ich mas, więc w tym przypadku mamy do czynienia takby z dyfuzją własnych cząsteczek gazu w nim samym, albo inaczej - z samodyfuzją / autodyfuzją/. Różnica mas cząsteczek faktycznie odgrywa wtedy jedynie rolę czynnika pozwalającego odróżnić cząsteczki jednego izotopu od cząsteczek innego izotopu.

Dla przykładu w tabeli 1.2. podano wartości współczynnika dyfuzji dla kilku mieszanin gazowych pod ciśnieniem atmosferycznym i w temperaturze $0^\circ C$.

Interesujące jest porównanie rzeczywistej odległości, jaką przebywają cząsteczki gazu podczas swych ruchów cieplnych, z wartością ich średniego uporządkowanego przemieszczania pod-

czas dyfuzji. Na przykład, cząsteczki powietrza / w warunkach normalnych / przebywają w ciągu jednej sekundy odległość rzędu $5 \cdot 10^4$ cm, natomiast w procesie ^{dyfuzji} przemieszczają się one w ciągu jednej sekundy na odległość zaledwie rzędu $\sqrt{D \cdot t} \approx \sqrt{0,21} \approx 0,5$ cm.

mieszanina gazów	Współczynnik dyfuzji ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
1/ wodór- tlen	0,70
2/ CO ₂ -powietrze	0,14
3/ para wodna - - powietrze	0,23
4/ N ₂ i O ₂ /samodyfuzja/	0,18
5/ CO ₂ /samodyfuzja/	0,10

Tabela 1.2. Wartości współczynnika dyfuzji D dla kilku mieszanin gazowych.

2.2.2. Dyfuzja w cieczach.

Dyfuzja w cieczach zachodzi znacznie wolniej niż dyfuzja w gazach. Mechanizm dyfuzji w cieczach można, zgodnie z teorią Frenkla, przedstawić w następujący sposób.

Oznaczając średnią drogę swobodną cząsteczki w cieczy symbolem δ / jest to w istocie odległość między pseudojądrami /, można wyznaczyć średnią prędkość przemieszczania się cząsteczki wewnątrz cieczy jako $\bar{v} \approx \frac{\delta}{\tau}$, gdzie τ - średni czas życia osiadłego. Analogicznie do wzoru (6.2.) otrzymamy:

$$D = \frac{1}{3} \delta \cdot \bar{v} = \frac{\delta^2}{3\tau} \quad (9.2.)$$

Korzystając z wzoru (1.1.a.) na czas życia osiadłego ostatecznie mamy :

$$D = \frac{d^2}{3 \tau_0} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (10.2.)$$

Wszystkie dane doświadczalne przeprowadzone z atomami znaczo-
nymi prowadzą do wniosku, że współczynnik dyfuzji w cieczech
zmienia się wraz z temperaturą zgodnie z wzorem :

$$D = A \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (11.2.)$$

gdzie : A - stała charakterystyczna dla danego ośrodka,

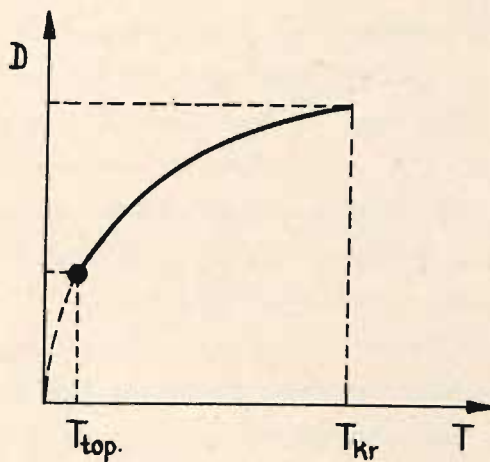
k - stała Boltzmanna,

T - temperatura bezwzględna,

ΔE - energia aktywacji.

Wynik (10.2.) zgodny jest więc z wynikami doświadczalnymi
(11.2.). Jak wynika z wzoru (10.2.) i (11.2.) współczynnik
dyfuzji dla cieczy rośnie bardzo szybko wraz ze wzrostem
temperatury. Wykres zależności współczynnika dyfuzji D od
temperatury T przedstawiony został na rys. 3.2..

Dane doświadczalne dla prostych cieczy wskazują , że w do-
bliżu punktu topnienia współczynniki dyfuzji D są zawarte
między 10^{-9} a 10^{-8} m²/s. Ilustrują to dane przytoczone
w tabeli 2.2..



Rys. 3.2. Zależność współczynnika dyfuzji od temperatury.

T_{top} . - temperatura topnienia

T_{kr} . - temperatura wrzenia.

Substancja dyfundująca	Ciecz	temperatura $T^{\circ}C$	Współczynnik dyfuzji D $[\times 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
Mg	Al	700	7,5
Si	Fe	1480	2,4
Au	Pb	500	3,7
Ag	Sn	500	4,8
Metanol	H ₂ O	18	1,4
Glukoza	H ₂ O	18	0,5
CO ₂	H ₂ O	18	1,5
J	CCl ₄	20	1,2

Tabela 2.2: Wartości współczynników dyfuzji wybranych pierwiastków i związków w cieczach.

2.2.3. Dyfuzja w ciałach stałych.

Dyfuzja może zachodzić również w ciałach stałych, ale w tym przypadku jest ona nadzwyczaj powolna. Powolność dyfuzji wiąże się z charakterem cieplnym ruchów atomów w ciałach stałych. W gazach a nawet i w cieczach chaotyczne ruchy cieplne cząsteczek powodują ich przemieszczanie po całej objętości ciała. W ciałach stałych atomy prawie zawsze znajdują się w pobliżu określonych położenia równowagi / węzłów sieci /, wykonując przy tym tylko małe drgania, a taki ruch nie może spowodować żadnej wędrówki atomów w cieło, a więc nie może spowodować procesu dyfuzji. Udział w dyfuzji mogą brać tylko te atomy, które mogą opuszczać swoje miejsca w sieci krystalicznej i przenosić się do innych węzłów.

W ciałach stałych istnieje również zjawisko samodyfuzji, tzn. wzajemnej dyfuzji izotopów tej samej substancji.

Istnieje wiele mechanizmów, zgodnie z którymi atomy mogą dyfundować w ciałach stałych. Najważniejsze z nich to : międzywęzłowy, dysocjacyjny, lukowy i pierścieniowy. Wszystkie te mechanizmy przedstawiono na rys. 4.2..

Atom międzywęzłowy / atom domieszki lub przesunięty rodzienny atom kryształu / może przeskoczyć do sąsiedniej pozycji międzywęzłowej; co pokazuje rys.4.2.a.

Kolejne przeskoki tego rodzaju powodują wypadkowy ruch atomów na odległość równą wielu odległościom międzyatomowym.

Szybkości dyfuzji międzywęzłowej są często większe o rząd wielkości od szybkości dyfuzji zachodzącej wg. innych mechanizmów i silnie zależą od rozmiarów atomów. Ograniczają one nie tylko możliwość występowania atomów międzywęzłowych, lecz również i prawdopodobieństwo zajścia przeskoku. Częstość przeskoków atomowych zależy od częstości pojawiania się dostatecznie dużych fluktuacji energii niezbędnych do pokonania ba-

riery potencjału, jaka istnieje między atomami w węzłach sieci. Wykonując normalne drgania cieplne wokół położenia równowagi na ogół jego energia jest zbyt niska by tę barierę pokonać. Niekiedy jednak przypadkowa fluktuacja zwiększa jego energię do wartości ΔE_m i atom może przeskoczyć do z równoważnych sąsiednich położenia, przy czym całkowita częstość przeskoków z położenia początkowego wynosi :

$$\nu_m = Z \cdot \nu_0 e^{-\frac{\Delta E_m}{kT}} \quad (12.2.)$$

gdzie : ν_0 - jest dane przez wzór

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (13.2.)$$

m - masa atomowa atomu przeskakującego

k - stała siłowa.

Jak widać z wzoru 12.2. ν_m zależy wykładniczo od temperatury. Np. w temperaturze pokojowej przeskok atomu węgla w żelazie zachodzi co 25 sekund, podczas gdy w temperaturze topnienia żelaza 1545 °C atom węgla wykonuje $2 \cdot 10^{11}$ przeskoków na sekundę.

Dyfuzja atomów wodoru, helu i litu w germanie oraz krzemie jest przykładem dyfuzji międzywęzłowej, ponieważ dyfundujące atomy są małe, a struktura krystalowa dość luźna.

Odmiana międzywęzłowego mechanizmu dyfuzji, pokazanej na rys.4.2.b. jest tak zwana dyfuzja dysocjacyjna.

W tym przypadku obce atomy zajmujące normalnie węzły sieci krystalu wędrują od węzła do węzła przez pozycje międzywęzłowe. Niektóre domieszki, na przykład miedź w germanie dyfundują właśnie w taki sposób.

Innym rodzajem dyfuzji związanej z defektami w kryształach, pokazanym na rys. 4.2.c. jest mechanizm lukowy wiążący się z istnieniem luk. Atom zajmujący węzeł sieci w sąsiedztwie luki może przeskoczyć na jej miejsce, co w wyniku powoduje zmianę miejsc atomu i luki. Kolejne przeskoki tego rodzaju powodują ruch luki na większe odległości, co odpowiada wypadkowemu ruchowi atomów w kierunku przeciwnym do ruchu luki.

Zgodnie z mechanizmem lukowym mogą dyfundować w ten sposób zarówno atomy domieszek, jak i rodzime atomy kryształu.

W przypadku domieszek przeskoki są możliwe tylko wówczas, gdy luka znajduje się obok atomu domieszki. Prawdopodobieństwo przeskoków może być inne dla atomów domieszek i inne dla rodzimych atomów kryształu ze względu na różnice sił wiązania chemicznego. Dlatego zdolności do dyfuzji tych dwóch rodzajów atomów są na ogół różne.

Częstość przeskoków atomu v_L jest proporcjonalna do iloczynu tych czynników i wynosi w przybliżeniu :

$$v_L = Z \cdot v_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E_m}{kT}} \cdot e^{-\frac{\Delta E_L}{kT}} \quad (14.2.)$$

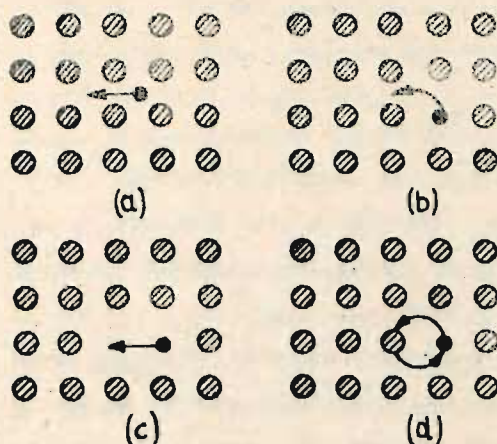
gdzie tak poprzednio: Z - liczba równoważnych, najbliższych węzłów sieci, ΔE_L - energia tworzenia luki.

Także w tym przypadku v_L niezwykle silnie zależy od temperatury, np. w temperaturze pokojowej atom cynku w kryształach miedzi, poruszając się przez wymianę miejsc z lukami, dokonuje przeskoku raz na 1000 lat.

Dyfuzja większości domieszek występujących w ciele stałym w węzłach sieci, a także większość procesów samodyfuzji jest dyfuzją lukową.

Na przykład w ten sposób dyfundują atomy nierwiastków III i V - tej grupy układu okresowego w germanie i krzemie.

Samodyfuzja w halogenkach metali alkalicznych zachodzi również zgodnie z mechanizmem lukowym.



Rys. 4.2. Mechanizmy dyfuzji w ciałach stałych

a- międzywęzłowy

b- dwsocjacyjny

c- lukowy

d- pierścieniowy.

Do możliwych mechanizmów dyfuzji należy również liczna grupa mechanizmów związanych z rotacjami atomów / rys. 4.2.d /. Zespołowy ruch dwu lub więcej atomów może wywołać wypadkowy ruch dyfuzyjny, o ile tylko atomy zamieniają się jednocześnie miejscami. Do tego rodzaju ruchu niepotrzebne są defekty sieciowe, gdyż nie biorą one w nim udziału. Jeżeli atomy są jednakowe lub wystarczająco podobne chemicznie do siebie jak np. w metalach lub stopach, to możliwa jest wymiana prosta / pierścień dwuczłonowy / , gdyż struktura po zamianie jest energetycznie równoważna strukturze przed zamianą.

Odnosi się to do dyfuzji atomów domieszek oraz atomów rodzimych. W kryształach jonowych istnieją jednakże pewne ograniczenia tego rodzaju ruchów, ponieważ kationy i aniony nie mogą zamienić się miejscami, mogą tu zachodzić jedynie zespołowe ruchy wielu jonów.

Oprócz dyfuzji zachodzącej wewnątrz kryształów występuje wiele zjawisk dyfuzji związanych z istnieniem powierzchni, granic ziaren, porów, pęknięć, dyslokacji itp.

Doświadczalnie stwierdzono, że współczynnik dyfuzji D dla ciał stałych zależy wykładniczo od temperatury, zgodnie z wzorem :

$$D = D_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E}{k \cdot T}} \quad (15.2.)$$

gdzie : ΔE - jest energią aktywacji.

Czynnik D_0 - wartość stała, niekiedy nazywany czynnikiem częstościowym, niemal niezależnym od temperatury i ma wartość $10^{-5} \div 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

W danej temperaturze wartości D dla różnych ciał stałych są bardzo różne. Jest to tylko w małym stopniu skutkiem rozbieżności średnic atomowych. Podstawową przyczyną różnic D są znaczne różnice w wartościach χ . Zakres zmienności D w temperaturze pokojowej dla typowych metali a także dla Ge i Si wynosi od 10^{-20} do $10^{-50} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Przybliżoną, lecz praktyczną miarą zasięgu dyfuzji atomów jest charakterystyczna odległość $l \approx \sqrt{D \cdot t}$, nazywana głębokością dyfuzji. A więc odległość przebywana przez dyfundujący atom jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z czasu t .

2.2.4. Znaczenie i zastosowanie dyfuzji.

Dyfuzja ma istotne znaczenie szczególnie w stanie stałym, ponieważ jest jednym mechanizmem transportu atomów, podczas gdy w gazach lub cieczach transport może zachodzić również na skutek konwekcji lub mechanicznego mieszania. Ilustracją wielu zastosowań zasad dyfuzji jest produkcja półprzewodników. Tak np., w mikroelektronice chcąc uzyskać odpowiednie własności elektroniczne w określonym obszarze krystalu krzemu, należy wytworzyć odpowiednią koncentrację domieszki, takiej jak bor.

Przyspieszenie dyfuzji przy wzroście temperatury leży u podstaw tak zwanej metody wyżarzania metali. Aby mianowicie uzyskać stop jednorodny pod względem składu, utrzymuje się go przez dłuższy okres czasu w wysokiej temperaturze. Tę samą metodę stosuje się w celu zlikwidowania naprężeń wewnętrznych w metalu.

Bardzo ogólna klasa procesów chemicznych w ciałach stałych są reakcje, które można nazwać reakcjami kontrolowanymi przez dyfuzję, ponieważ szybkość zmian koncentracji reagujących substratów zależy prawie wyłącznie od szybkości dyfuzji substratów. Do tej grupy zjawisk należą między innymi reakcje chemiczne w fazie stałej, wytrącenia zanieczyszczeń, reakcje tworzenia par jonów itp..

Zjawisko dyfuzji ma doniosłe znaczenie w przyrodzie i jest jednym z głównych czynników umożliwiających życie organizmów. Odnosi się to szczególnie do dyfuzji przez błony roślinne i zwierzęce / osmoza /. W cukrownictwie wykorzystuje się fakt, że ścianki komórek roślinnych są przenikliwe dla cząstek cukru, a zatrzymują większe cząsteczki białkowe. Przy rozdzielaniu gazów szlachetnych o różnych ciężarach atomowych oraz izotopów jednego pierwiastka, szczególnie przy oddzielaniu wykorzystywanego dla produkcji bomb jądrowych ^{235}U od zwykłego izotopu uranu ^{238}U , stosuje się wielokrotne przepuszczanie gazów zawierających molekuly o różnych masach przez porowate ścianki. Posługując się gazowym związkami uranu UF_6 / sześć fluorków uranu / można zwiększyć koncentrację izotopu ^{235}U z naturalnej 0,7 % do 90 % przez kolejną, kaskadową dyfuzję poprzez układ, składający się z kilku tysięcy przegród porowatych.

2.3. Zjawisko lepkości.

Tarcie wewnętrzne lub lepkość jest zjawiskiem międzydrobinowym i polega na oddziaływaniu sąsiednich warstw cieczy na siebie w czasie przepływu.

Zgodnie z teorią transportu / wzór 3.2. / w procesach lepkości strumień pędu :

$$\Phi_p = \frac{\Delta p}{S \cdot \Delta t} = \Phi_M \cdot m_0 u = \frac{1}{3} \bar{v} \cdot \bar{\lambda} \cdot \frac{\Delta(n \cdot m_0 u)}{\Delta x} \quad (16.2.)$$

gdzie : Δx - oznacza odległość między warstwami, których prędkości różnią się o Δu .

Przepływ pędu może odbywać się bez gradientu gęstości, stąd stała gęstość molekuł $n_1 = n_2 = n$ i stała masa molekuł m_0 można wyłączyć poza gradient :

$$\frac{\Delta p}{S \cdot \Delta t} = - \frac{1}{3} \bar{v} \cdot \bar{\lambda} \cdot n \cdot m_0 \frac{\Delta u}{\Delta x} = - \frac{1}{3} \bar{v} \cdot \bar{\lambda} \cdot \rho \frac{\Delta u}{\Delta x} \quad (17.2.)$$

gdzie : iloczyn $n \cdot m_0$ jest gęstością gazu ρ .

Na podstawie wzoru (17.2.) możemy napisać :

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = - \frac{1}{3} \bar{v} \cdot \bar{\lambda} \cdot \rho \cdot \frac{\Delta u}{\Delta x} \cdot S \quad (18.2.)$$

Zjawisko tarcia wewnętrznego można wyjaśnić, zakładając, że między dwiema płaszczyznami znajduje się warstwa gazu /cieczy/, przy czym górna płaszczyzna porusza się względem dolnej z prędkością u / rys.5.2. /. Warstw cieczy stykające się ze stałymi ściankami przylegają doń w wyniku działania sił spójności. Pośrednie warstwy o grubości Δx charakteryzują się rozkładem prędkości przedstawionym na rys. 5.2..

Z rozkładem tym związany jest określony gradient prędkości, tzn. wielkość $\frac{\Delta u}{\Delta x}$. Pomiędzy stykającymi się ze sobą warstwami cieczy, ze względu na istniejący gradient prędkości, powstają siły skierowane wzdłuż płaszczyzn styku i przeciw-

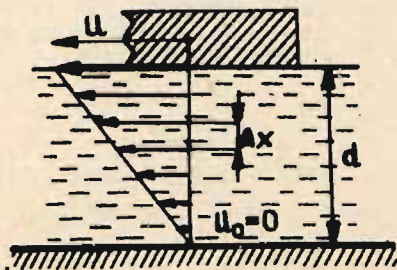
działające ich wzajemnemu ruchowi. Siły te właśnie nazywane są siłami tarcia wewnętrznego.

Powstają one w wyniku zderzeń między molekułami. Zderzające się molekuły przekazują sobie pęd, mianowicie molekuły wolniejsze są przyspieszane, szybsze hamowane. To przekazywanie pędu jest równoznaczne z wystąpieniem sił lepkości między warstwami o różnych prędkościach.

Zgodnie z założeniem przyjętym przez Newtona siła lepkości F [czyli szybkość zmian pędu] jest wprost proporcjonalna do pola powierzchni S , przez którą pęd jest przekazywany / tzn. do pola styku warstw / i do gradientu powierzchni $\frac{\Delta u}{\Delta x}$:

$$F = -\eta \cdot \frac{\Delta u}{\Delta x} \cdot S \quad (19.2.)$$

Stała proporcjonalności η nosi nazwę współczynnika lepkości lub po prostu lepkości.



Rys. 5.2. Zjawisko tarcia wewnętrznego.

Porównanie wzoru (18.2.) z wzorem Newtona (19.2.) daje :

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{v} \cdot \bar{\lambda} \cdot \rho = \rho \cdot D \quad (20.2.)$$

gdzie zgodnie z wzorem (6.2.) $D = \frac{1}{3} \bar{v} \cdot \bar{\lambda}$ (stała dyfuzji).

Jednostką miar lepkości w układzie SI jest paskalosekunda

$$[\eta] = \text{Pa} \cdot \text{s} = \frac{\text{N} \cdot \text{s}}{\text{m}^2} = \text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

Stosuje się jeszcze jednostkę zwaną puazem P, równa 1/10 wyżej zdefiniowanej jednostki. W praktyce używa się centy-puaza / $1\text{cP} = 10^{-2}\text{P}$ /. Np. lepkość wody w temperaturze 20°C wynosi 1cP.

Odwrotnością lepkości jest płynność :

$$\Phi = \frac{1}{\eta} \quad (21.2.)$$

Bardzo często stosuje się zamiast dynamicznego współczynnika lepkości η współczynnik kinematyczny lepkości ν .

Pomiędzy tymi współczynnikami zachodzi następująca zależność

$$\eta = \rho \cdot \nu \quad (22.2.)$$

gdzie : ρ - oznacza gęstość cieczy.

W układzie SI jednostka współczynnika lepkości kinematycznej jest $[\nu] = \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

W tabeli 3.2. przytoczono wartości współczynników lepkości niektórych gazów i cieczy w temperaturze 20°C.

substancja	lepkość	
	dynamiczna η $\text{g} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	kinematyczna ν $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
wodór	$0,88 \cdot 10^{-4}$	0,950
powietrze	$1,80 \cdot 10^{-4}$	0,150
benzen	0,65	0,720
woda	0,010	0,010
rtęć	0,0155	0,0144
gliceryna	15,0	12,0

Tabela 3.2. Wartości lepkości dynamicznej i kinematycznej niektórych gazów i cieczy /prz 20°C/.

Dla celów praktycznych, gdy chodzi tylko o porównanie cieczy posługujemy się pojęciem lepkości względnej lub lepkości umownej.

Lepkość względna może być liczbą bezwymiarową, gdy np. porównuje się lepkość dynamiczną η_c danej cieczy z lepkością dynamiczną cieczy wzorcowej np. wody η_w

$$\eta_{wg} = \frac{\eta_c}{\eta_w} \quad (23.2.)$$

Jeżeli lepkość względna jest wyrażona jako stosunek lepkości dynamicznej cieczy do lepkości dynamicznej wody w temperaturze $20,2^{\circ}\text{C}$, to wtedy liczbowo równa się lepkości dynamicznej danej cieczy wyrażonej $\text{mPa}\cdot\text{s}$, gdyż w tej temperaturze lepkość dynamiczna wody jest równa $1\text{mPa}\cdot\text{s}$.

Często lepkość wyraża się w jednostkach umownych, które stanowią zwykle stosunek czasu wpływu badanej cieczy do czasu wpływu cieczy wzorcowej w ściśle znormalizowanych warunkach pomiaru lub też określała czas wpływu cieczy badanej ze znormalizowanego aparatu w ustalonych warunkach.

W Polsce i w większości krajów europejskich lepkość względna określa się za pomocą stopni Englera $^{\circ}\text{E}/$, jako stosunek czasu wpływu 200 cm^3 badanej cieczy w danej temperaturze do czasu wpływu tej samej ilości wody destylowanej w temperaturze 20°C przez znormalizowaną kapilare aparatu Englera. Siły tarcia wewnętrznego występują w gazach i cieczach, przy czym lepkość gazów jest bardzo mała / w przybliżeniu 10^5 raz mniejsza od lepkości cieczy /. Z kolei siły tarcia wewnętrznego nawet dla cieczy są znacznie mniejsze od sił tarcia suwnego, występującymi między powierzchniami ciał stałych. Dlatego, aby zmniejszyć tarcie pomiędzy trącymi o siebie częściami różnych maszyn i urządzeń, stosujemy smarowanie, wprowadzając pomiędzy ślizgające się powierzchnie warstwę lepkiej cieczy. Zmniejsza to znacznie siły tarcia, a tym samym

zmniejsza szkodliwe ścieranie się i ogrzewanie przesuujących się względem siebie detali.

2.4. Lepkość gazów.

Lepkość gazów / tarcie wewnętrzne w gazie / zgodnie z teorią kinetyczną spowodowane jest przekazywaniem pędu przez cząsteczki warstwy szybszej cząsteczkom warstwy poruszającej się wolniej podczas mieszania się cząsteczek warstw sąsiednich w wyniku ruchu cieplnego. Dlatego w stanie gazowym materii dla gazu zbliżonego do gazu doskonałego, jeśli długość drogi swobodnej λ jest duża w porównaniu ze średnicą cząsteczki σ , lepkość wyraża się przy pomocy wzoru :

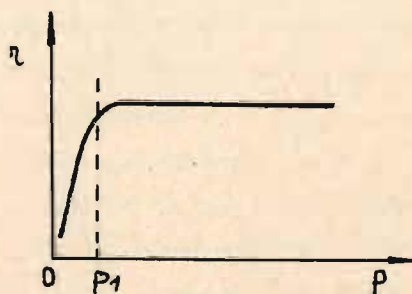
$$\eta = \frac{1}{3} \rho \lambda \bar{v} = \frac{m}{3\sqrt{2}\pi\sigma^2} \bar{v} \quad (24.2.)$$

gdzie : m - masa cząsteczki

\bar{v} - prędkość średnia cząsteczki.

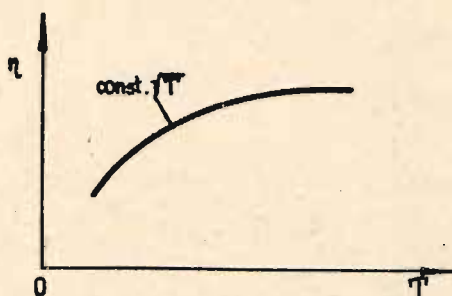
Wynika stąd, że lepkość gazu zależy od masy cząsteczki m , jej średnicy σ i od średniej prędkości ruchu cząsteczki $\bar{v} \propto \sqrt{T}$, a nie zależy od ciśnienia i gęstości / rys.6.2. /.

A więc ze wzrostem temperatury lepkość gazów wzrasta proporcjonalnie do \sqrt{T} / rys.7.2. /.



Na odcinku OP_1 zależność dla bardzo małych ciśnień, kiedy średnia droga swobodna jest rzędu rozmiarów naczynia w którym wykonuje się pomiary. Dla wyższych ciśnień lepkość gazu jest niezależna od ciśnienia.

Rys.6.2. Zależność współczynnika lepkości gazów od ciśnienia.



Rys.7.2. Zależność lepkości gazów od temperatury.

Zależność lepkości gazów rzeczywistych od temperatury i ciśnienia określona jest odchyleniami od stanu doskonałego. Przybliżona zależność lepkości gazów rzeczywistych od temperatury przedstawia wzór Sutherlanda :

$$\eta = A \frac{\sqrt{T}}{1+C \cdot T} \quad (25.2.)$$

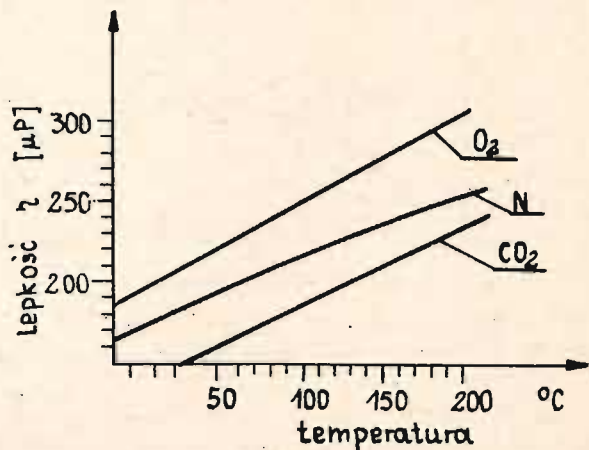
a dla temperatur niskich wzór Chapmana :

$$\eta = B \frac{\sqrt{T}}{1+CT + C_1 T^2} \quad (26.2.)$$

gdzie : A, B, C, C₁ - wartości stałe, przy czym dla gazów doskonałych C = C₁.

Dla gazów bardzo rozrzedzonych pojęcie lepkości traci sens fizyczny.

Na rys. 8.2. przedstawiono lepkość niektórych gazów w funkcji temperatury pod ciśnieniem 1 atm., a w tabeli 4.2i 5.2 podano wartości lepkości dla powietrza w różnych ciśnieniach i przy różnych temperaturach.



Rys. 8.2. Zależności lepkości niektórych gazów pod ciśnieniem 1 atm.

Lp.	Ciśnienie w mm Hg	Lepkość [15°C] $\text{kg/m}\cdot\text{s}$
1	0,63	$16,1 \cdot 10^{-6}$
2	1,53	17,0
3	2,4	17,4
4	20,5	17,9
5	380	17,9
6	750	17,9

Tabela 4.2. Wartości współczynnika lepkości powietrza w funkcji ciśnienia dla temperatury 15°C .

Lp.	Temperatura °C	Lepkość kg/m·s η	$\frac{\eta}{T}$ [T w °K]
1	0	$17,1 \cdot 10^{-6}$	$1,04 \cdot 10^{-6}$
2	50	19,5	1,08
3	100	21,8	1,13
4	300	29,4	1,23
5	500	35,8	1,29

Tabela 5.2. Wartości współczynnika lepkości dla powietrza w funkcji temperatury przy ciśnieniu atmosferycznym.

2.5. Lepkość cieczy.

W cieczy, w odróżnieniu od gazów, przekazywanie pędu odbywa się za pośrednictwem sił przyciągania między jej molekułami. Molekuły z sąsiednich cieczy poruszających się z różnymi prędkościami przyciągają się między sobą.

Powoduje to z jednej strony hamowanie warstw szybszej, a z drugiej strony przyspieszenie warstw wolniejszej. Przemieszczenie poszczególnych cząstek lub warstw cząstek ciała względem siebie napotyka na opór sił spójności, przy czym im większe siły spójności, tym większe są opory tarcia ζ wewnętrznego.

Przepływ można określić jako proces scinania cieczy:

$$v_{sc} = \frac{dr}{dt} \quad (27.2.)$$

gdzie : r - odkształcenie spowodowane przez scinanie.

Prędkość scinania (27.2.) charakteryzująca powstawanie odkształceń w czasie jest funkcją naprężenia stycznego ζ_t :

$$v_{sc} = f(\zeta_t)$$