

Ciecz	lepkość $\eta = 10^{-3} \text{ M}\cdot\text{s/m}^2$
eter etylowy	0,243
alkohol etylowy	1,19
gliceryna	1499
benzen	0,65
nitrobenzen	2,01
fenol	11,6

Tabela 8.2. Lepkość niektórych cieczy w temperaturze 20 °C.

2.5.5. Lepkość emulsji i zawiesin.

Zarówno w przypadku emulsji / układu dwóch nie mieszających się ze sobą cieczy, z których jedna jest rozproszona w drugiej pod postacią kropelek /, jak i zawiesin / układ dwóch nierozpuszczalnych w sobie ciał, z których jedno jest cieczą zawieszająca drobne czastki ciała stałego / istnieje podobna sytuacja.

Mianowicie w cieczy mamy rozdrobnione czastki obcego ciała, którymi mogą być kropelki drugiej cieczy lub czastki ciała stałego. Pod wpływem działania sił ściągających następuje przemieszczenie się cieczy dyspergującej względem ciała dyspergowanego. Mamy więc tu do czynienia nie tylko z tarciem wewnętrznym, ale również z tarciem zewnętrznym na granicy rozdziału faz. Lepkość wzrasta tu bardzo znacznie ze względu na duże powierzchnie rzeczywistego kontaktu powodujące powstanie dużych sił międzycząsteczkowych.

W rozcieńczonych zawiesinach, emulsjach i roztworach kolo - idalnych, zgodnie z teorią Einsteina lepkość wzrasta liniowo ze zwiększeniem stopniaapełnienia objętościowego φ ośrodka czasteczkami fazy rozpraszającej i nie zależy od rozmiarów tych czastek :

$$\eta = \eta_0 (1 + k \cdot \varphi) \quad (34.2.)$$

gdzie : η_0 - lepkość czystej fazy rozpraszającej

φ - charakteryzuje tę część objętości, która zajmują czastki fazy rozproszonej

k - współczynnik przyjmujący różne wartości, zależnie od rodzaju czasteczek.

Jeśli czasteczki nie posiadają ładunku elektrycznego i mają dużo mniejszą średnicę od średniej kapilary, przez którą przepływa roztwór, to dla czastek kulistych $k = 2,5$, a dla czastek anizotropowych / o wydłużonym kształcie / $k > 2,5$.

Przekształcając równanie (34.2.) otrzymamy :

$$\frac{\eta - \eta_0}{\eta_0} = k \cdot \varphi \quad (35.2.)$$

gdzie: $\eta_w = \frac{\eta - \eta_0}{\eta_0}$ - lepkość właściwa albo lepkość istotna.

Wyraża ona względny przyrost lepkości roztworu w stosunku do czystego rozpuszczalnika.

Praktycznie nie zależy ona od rozpuszczalnika i w niewielkim stopniu od temperatury.

Powstawanie w cieczach / układach dyspersyjnych lub roztworach polimerów / struktur przestrzennych, tworzonych przez łączenie czastek lub makroczastek, powoduje znaczny wzrost lepkości.

2.5.6. Lepkość farb.

Farby do drukowania należą do złożonych ciekłych ciał reologicznych. W szeregu prac rozpatrywane są one jako ciała pseudoplastyczne.

Farby graficzne - poza nielicznymi wyjątkami - to płyny nienewtonowskie. Na ich charakterystykę reologiczną składa się szereg właściwości. Cechy nienewtonowskich farb, badanych nieraz bardzo złożonymi układami dyspersyjnymi, są rezultatem oddziaływania wielu czynników takich jak: kształt i rozmiar cząstek fazy rozproszonej, ich solwatacja przez ośrodek rozpraszający, obecność na nich ładunku elektrycznego powstałego w wyniku zjawiska triboelektrycznego, stężenie cząstek ciała stałego w cieczy itp..

Wśród płynów reostabilnych, których własności reologiczne nie zależą od czasu scinania a tylko od naprężenia stycznego, do najciekawszych zaliczamy układy mające granicę płynięcia. Są to zwykle dyspersje cząstek ciała stałego w cieczy / między innymi pigmentu w spoiwie - farb / zaliczone do cieczy Binghamowskich.

Płyny nienewtonowskie, reologicznie niestabilne, to przede wszystkim układy fiksotropowe, w których dość licznie reprezentowane są farby graficzne.

Należy podkreślić, że brak do tej pory kompleksowego przedstawienia zależności między parametrami druku a parametrami reologicznymi farb.

2.5.7. Pomiar współczynnika lepkości.

Pomiar współczynnika lepkości oparty jest najczęściej na :

- a / mierzeniu przez porównanie czasu przepływu cieczy badanej i cieczy wzorcowej przez rurki włoskowate /kapilary/
- b / mierzeniu czasu opadania kulki w badanej cieczy, przy czym wykorzystuje się tu prawo Stokesa, według którego siła oporu jest wprost proporcjonalna do prędkości, współczynnika lepkości i liniowych rozmiarów ciała.

W przypadku laminarnego przepływu cieczy lepkiej przez rurkę, wskutek sił tarcia wewnętrznego, prędkość przepływu cieczy jest największa w środku rurki a przy ściankach równa się zero / rvs.25.2. /.

Wydzielmy myślowo cylindryczną warstwę cieczy o wewnętrznym promieniu r i grubości dr . Na warstwę tą od wewnątrz działa siła tarcia wewnętrznego :

$$F = \eta \cdot \frac{dv}{dr} \cdot S = 2\pi r l \eta \frac{dv}{dr} \quad (36.2.)$$

gdzie : $S = 2\pi r l$ / powierzchnia boczna warstwy cylindrycznej /.

Od zewnątrz działa na warstwę siła $F_1 = F + dF$ skierowana przeciwnie niż siła F / siła F przyspiesza warstwę, a siła F_1 hamuje ją /.

Suma ich równa się :

$$-F_1 + F = -(F + dF) + F = -dF$$

Korzystając z wzoru (36.2.) otrzymamy :

$$-dF = -2\pi l \eta \cdot d \left(r \cdot \frac{dv}{dr} \right)$$

Ponieważ prędkość cieczy jest największa w środku rurki,

wobec tego $\frac{dv}{dr}$ jest ujemne, a siła $-dF$ jest dodatnia.

Siła ta przy przepływie statecznym musi być równa sile działającej na warstwę wskutek różnicy ciśnień $p_1 - p_2$.

Ze względu na to, że ta ostatnia siła jest proporcjonalna do pola przekroju warstwy $S = 2\pi r dr$, mamy :

$$-2\pi\eta d\left(r \frac{dv}{dr}\right) = 2\pi r dr (p_1 - p_2)$$

skąd :

$$d\left(r \frac{dv}{dr}\right) = - \frac{p_1 - p_2}{4\eta} r dr$$

Całkując ostatnie wyrażenie otrzymamy :

$$\frac{dv}{dr} = - \frac{p_1 - p_2}{4\eta} r + \frac{C}{r} \quad (37.2.)$$

Przyjmując $r = 0$ i biorąc pod uwagę fakt, że na osi rurki, gdzie prędkość osiąga wartość maksymalną, $\frac{dv}{dr}$ jest także równe zero, otrzymamy stałą całkowania $C = 0$.

Stąd otrzymamy równanie różniczkowe wyrażające prędkość przepływu cieczy jako funkcję odległości od osi rurki r :

$$dv = - \frac{p_1 - p_2}{4\eta} r dr$$

Całkując to wyrażenie otrzymamy :

$$v = - \frac{p_1 - p_2}{8\eta} \int r dr = - \frac{p_1 - p_2}{16\eta} r^2 + C'$$

Przyjmując $r = R$, a wówczas $v = 0$ otrzymamy stałą całkowania :

$$C' = \frac{p_1 - p_2}{16\eta} R^2$$

Ostatecznie otrzymamy wzór dla v

$$v = \frac{p_1 - p_2}{16\eta} (R^2 - r^2) \quad (38.2.)$$

Objętość cieczy V wypływającej z rurki w pewnym czasie t z warstwy cylindrycznej o promieniu r i grubości dr wynosi :

$$dV = v \cdot t \cdot 2\pi r dr \quad (39.2.)$$

Podstawiając za wyrażenie (38.2.) otrzymamy :

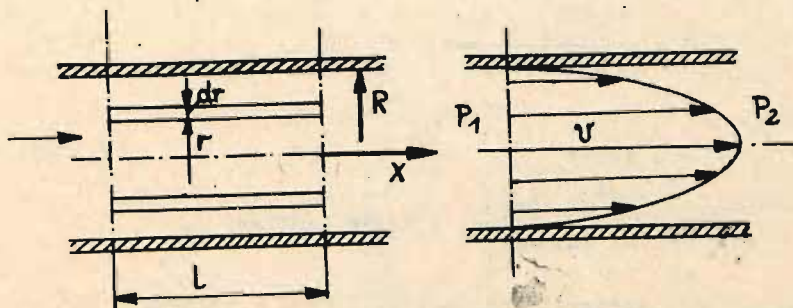
$$dV = \frac{\pi(p_1 - p_2) t}{8\eta} (R^2 r - r^3) dr$$

Całkując to wyrażenie w granicach od 0 do R otrzymamy objętość V cieczy wypływającej przez cały poprzeczny przekrój rurki :

$$V = \frac{\pi(p_1 - p_2) \cdot t}{2l \cdot \eta} \int_0^R (R^2 \cdot r - r^3) dr$$

skąd po uproszczeniu :

$$V = \frac{1}{8l} \cdot \frac{\pi R^4}{\eta} (p_1 - p_2) t \quad (40.2.)$$



Rys.25.2. a/ warstwa cieczy przy przepływie laminarnym

b/ rozkład prędkości cieczy lepkiej przy przepływie przez rurkę / kapilare /.

Wyrażenie (40.2.) nosi nazwę wzoru Hagena - Poiseuille'a, który można stosować do ruchu laminarnego. Posługując się wzorem (40.2.), można z objętości cieczy wypływającej z rurki o danym promieniu R i długości l obliczyć lepkość η

$$\eta = \frac{\pi R^4 (p_1 - p_2) \cdot t}{8l \cdot V} \quad (41.2.)$$

Jeśli ciecz przepływa przez kapilarę tylko pod działaniem własnego ciężaru, wówczas różnicę ciśnienia ($p_1 - p_2$) można wyrazić wzorem :

$$p_1 - p_2 = \frac{h_1 - h_2}{2} \cdot \rho \quad (42.2.)$$

gdzie : $h_1 - h_2$ - jest różnicą poziomów cieczy,
 ρ - gęstość cieczy,
 g - przyspieszenie ziemskie.

Wzór (41.2.) w tym wypadku przybierze postać :

$$\eta = \frac{\pi R^4 (h_1 - h_2) g}{16 \cdot V \cdot t} \rho \cdot t \quad (43.2.)$$

lub :

$$\eta = K \cdot t \cdot \rho \quad (44.2.)$$

gdzie : $K = \frac{\pi R^4 (h_1 - h_2) g}{16 \cdot V \cdot t}$ / stała kapilarna /.

Dzieląc obie strony równania (44.2.) przez ρ otrzymuje się wzór na lepkość kinematyczna :

$$\nu = K \cdot t \quad (45.2.)$$

Tak więc w metodach wyznaczania lepkości kinematycznej opartych na przepływie cieczy przez kapilarę, wystarczy wyznaczyć czas przepływu cieczy przez kapilarę.

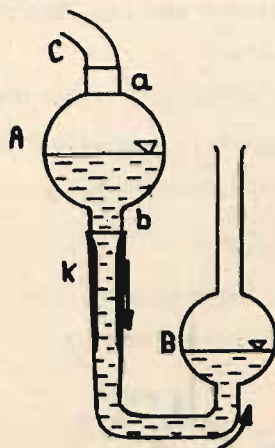
Do najbardziej rozpowszechnionych lepkościomierzy przepływowych należą lepkościomierze Ostwalda, Ostwalda-Pinkiewicza, Vogel - Ossaga i Ubbelohde'a.

Na rys.26.2. przedstawiony jest przyrząd do wyznaczania lepkości cieczy / wiskozymetr kapilarny /.

Przez rurkę, połączoną z naczyniem B, nalewa się do wiskozymetru badana ciecz w takiej ilości, aby jej poziom w obu ramionach był poniżej kreski b. Następnie przez rurkę gumową C odsysa się powietrze tak, żeby poziom cieczy w lewym ramieniu podniósł się powyżej kreski a. Jeżeli teraz rurkę C połączy-

my z atmosfera, to ciecz zacznie pod wpływem własnego ciężaru przeciekać przez kapilarę K do naczynia B.

Wyznacza się czas t , w którym przez kapilarę przejdzie cała ciecz wypełniająca objętość V_{ab} naczynia A pomiędzy kreskami a i b. Aby uniknąć konieczności wyznaczania pozostałych wielkości wchodzących do wzoru (41.2.), stosujemy metodę wzajemną, t.j. powtarzamy doświadczenie dwa razy: jeden raz z cieczą wzorcową, której współczynnik lepkości η_0 jest znany / np. z wodą /, a drugi raz z cieczą badaną.



Rys.26.2. Wiskozymetr kapilarny.

Stosujemy wzór (40.2.) do wyrażenia wyników obu pomiarów

$$\frac{V_{ab}}{t_0} = \frac{\Delta p_0 \pi \cdot R^4}{8 \eta_0 \cdot l} \quad \text{ i } \quad \frac{V_{ab}}{t} = \frac{\Delta p \pi \cdot R^4}{8 \eta \cdot l}$$

skąd:

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{\Delta p}{\Delta p_0} \cdot \frac{t}{t_0}$$

Ciecz przepływa przez kapilarę pod wpływem własnego ciężaru, dlatego też spadek ciśnienia Δp_0 i Δp w kapilarze jest proporcjonalny do gęstości cieczy:

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = \frac{\rho}{\rho_0}$$

skąd :

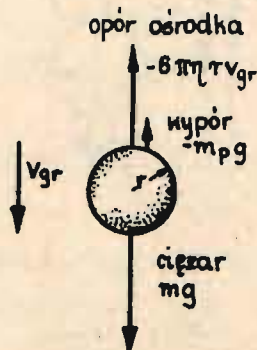
$$\eta = \eta_0 \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \cdot \frac{t}{t_0}$$

gdzie : ρ i ρ_0 są gęstościami badanej i wzorcowej cieczy.
W przypadku ruchu ciał stałych w ośrodkach płynnych w grę wchodzi jedynie tarcie wewnętrzne między warstewkami cieczy. Ciało w tym wypadku zostaje otoczone nieruchomą względem niego warstewką płynu, tak że opór lepkości występuje w wyniku oddziaływania tej warstewki z dalszymi warstwami płynu.

Do obliczenia współczynnika lepkości stosuje się wiele wzorów uwzględniających zarówno charakter ruchu jak i kształt poruszającego się ciała.

W przypadku kuli o promieniu r , poruszającej się z prędkością U w cieczy lub gazie o współczynniku lepkości η opór F zgodnie z prawem Stokesa wynosi :

$$F = 6\pi\eta U r$$



Rys.27.2. Siły działające na kulkę w cieczy.

Na kulkę opadającą w cieczy ruchem jednostajnym działają trzy siły. Ciężar kulki mg , siła wyporu $m_p g$ oraz opór wynikający z prawa Stokesa / rys.27.2. /.

Mamy więc :

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g - \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g = 6\pi \eta r \cdot v \quad (46.2.)$$

gdzie : ρ - gęstość kulki,

ρ_0 - gęstość cieczy,

r - przyspieszenie ziemskie.

Ze wzoru (46.2.) otrzymamy :

$$\eta = \frac{2r^2(\rho - \rho_0) \cdot g}{9v}$$

Podstawiając z kolei i

$$v = \frac{l}{t} \quad \text{ i } \frac{2r^2 g}{9l} = K$$

Otrzymamy :

$$\eta = K(\rho - \rho_0)t$$

gdzie : l - droga przebyta przez kulkę,

t - czas opadania kulki,

K - wielkość stała dla danego przyspieszenia.

Tak więc praktycznie pomiar sprowadza się do zmierzenia czasu opadania kulki oraz wyznaczenia gęstości badanej cieczy.

Typowym lepkościomierzem opartym na tej metodzie jest lepkościomierz Höpplera.

3. Zjawiska powierzchniowe.

Cząsteczki rozłożone w pobliżu powierzchni ciała, tzn. w wewnętrznej warstwie powierzchniowej, znajdują się w odmiennych warunkach niż cząsteczki wewnątrz ciała.

Cząsteczki wewnątrz ciała są otoczone ze wszystkich stron takimi samymi cząsteczkami, podczas gdy cząsteczki w pobliżu powierzchni ciała mają jednakowych sąsiadów tylko z jednej strony. Na skutek tego, energia cząsteczek w warstwie powierzchniowej jest różna od ich energii wewnątrz ciała.

W zjawiskach powierzchniowych biorą udział tylko te czasteczki, które znajdują się bezpośrednio przy samej powierzchni ciała. Jeśli rozmiary ciała nie są zbyt małe, to liczba takich czasteczek jest bardzo mała w porównaniu z liczbą czasteczek w całym ciele. Dlatego zjawiska powierzchniowe nie odrywają większej roli. Mogą się jednak one okazać bardzo istotne w przypadkach ciał o małych rozmiarach.

3.1. Siły czasteczkowe i powierzchnia cieczy.

Czasteczka znajdująca się na powierzchni cieczy znajduje się pod działaniem następujących sił / rys. 1.3. /:

- a/ ciężkości
- b/ przyciągania przez sąsiednie czasteczki / w zasięgu kilku średnic czasteczkowych /
- c/ nagłego odpychania w zderzeniach z sąsiednimi czasteczkami.

W wyniku działania tych sił, czasteczka znajdująca się w nieruchomej cieczy jest średnio biorąc w równowadze. Dwa rodzaje sił działających na powierzchniową czasteczkę związane są z powierzchnią i zmieniają swój kierunek, gdy powierzchnia zagina się. Są to siły związane z odpychaniem podczas zderzeń i siły związane z przyciąganiem sąsiednich czasteczek. Trzecia siła, siła ziemskiego przyciągania, zawsze działa pionowo w dół. W wypadku dużej powierzchni cieczy ona decyduje o kierunku, dając w rezultacie powierzchnię poziomą, przy czym i dwie pozostałe siły stają się pionowe. Dla czasteczek znajdujących się na powierzchni małej, zakrzywionej kropelki lub w pobliżu ścianki naczynia, oddziaływania z sąsiednimi czasteczkami mają o wiele większe znaczenie niż przyciąganie ziemskie.

Dlatego też powierzchnia cieczy w tym wypadku będzie się ustawiać prostopadle do wypadkowej sił przyciągających, które działają na powierzchniową cząsteczkę.



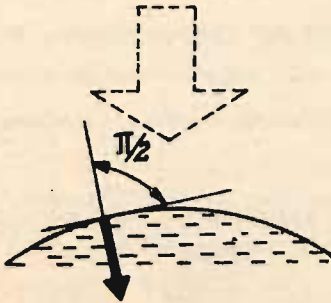
a/ przyciąganie grawitacyjne
/ względnie małe /



b/ przyciąganie przez sąsiednie
cząsteczki



c/ odpychanie cząsteczek
podczas zderzeń



d/ wypadkowa sił jest prostopadła do powierzchni, zatem powierzchnia musi się ustawić prostopadle do wypadkowej sił.

Rys.1.3. Działanie sił na cząsteczkę cieczy.

Napięcie powierzchniowe jest zjawiskiem powierzchniowym, natomiast ciężar cieczy jest efektem objętościowym. Ze względu na to, że siły powierzchniowe są wzrostem proporcjonalne do powierzchni, podczas gdy ciężar jest wzrostem proporcjonalnym do objętości, to stosunek sił napięcia powierzchniowego do sił ciężkości zmieniać się będzie z rozmiarami kropli.

W rzeczywistości siły napięcia powierzchniowego pojawiają się na każdej granicy powierzchni. Wzrastają więc proporcjonalnie do wymiarów liniowych, krawędzi lub promienia, a ich porównanie z efektami objętościowymi jest jeszcze bardziej niekorzystne. Stąd dla dużych powierzchni cieczy siły ciążenia przeważają nad siłami napięcia powierzchniowego i powierzchnia tych cieczy jest płaska. Dla małych kropelek napięcie powierzchniowe ma bardziej istotny wpływ na kształt, a dla bardzo małych - decydujący.

3.2. Energia powierzchniowa.

Energia wewnętrzna układu U jest zależna od objętości V , temperatury T , co można zapisać :

$$U = f(V, T)$$

a nieskończenie mała zmiana wielkości U jest różniczką zupełną :

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT$$

Zwiększenie powierzchni cieczy zwiększa jej energię wewnętrzną o pracę potrzebną do wydobywania cząsteczek z wnętrza cieczy na jej powierzchnię S . Tak więc równanie na energię wewnętrzną będzie zależało od :

$$U = f(V, T, S)$$

oraz

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{T,S} dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V,S} dT + \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_{V,T} dS$$

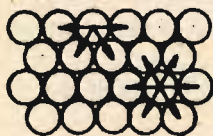
Wielkość

$$\sigma = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_{V,T}$$

tzn. pracę związaną ze zwiększeniem powierzchni o jednostkę powierzchni nazywa się energią powierzchniową.

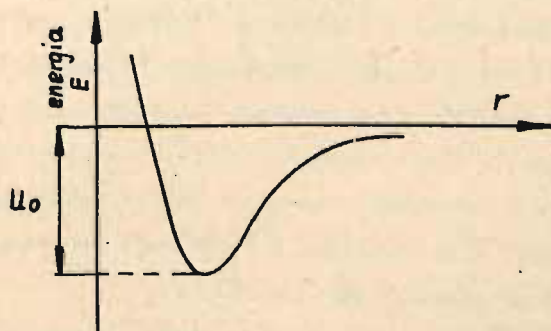
Energia ta można wyliczyć, przy założeniu że wewnątrz cieczy cząsteczka otoczona jest średnio przez Z najbliższych sąsiadujących z nią cząsteczek ($Z \approx 11$).

W warstwie powierzchniowej natomiast cząsteczka ma dwukrotnie mniej sąsiadów / rys.2.3. /.



Rys.2.3. Siły działające na cząsteczkę cieczy wewnątrz niej i na powierzchni.

W temperaturze bliskiej temperaturze topnienia energia oddziaływania pomiędzy dwoma sąsiadującymi ze sobą cząsteczkami $E \approx U_0$, gdzie U_0 - głębokość jamy potencjału oddziaływania międzycząsteczkowego / rys.3.3. /.



Rys.3.3. Głębokość jamy potencjału oddziaływania międzycząsteczkowego.

Wynika stąd, że energia cząsteczki wewnątrz cieczy

$E_{\text{wew.}} \approx E \cdot Z \approx Z \cdot U_0$ a energia takiej samej cząsteczki na powierzchni $E_{\text{pow.}} \approx \frac{Z \cdot E}{2} \approx \frac{1}{2} Z \cdot U_0$.

Ponieważ U_0 jest liczbą ujemną, więc $E_{\text{pow.}} > E_{\text{wew.}}$.

Nadwyżka energii, jaką ma cząsteczka znajdująca się w warstwie powierzchniowej w porównaniu z energią, jaką ma taka sama cząsteczka wewnątrz cieczy wyrazi się za pomocą wzoru :

$$\Delta E_{\text{pow.}} = E_{\text{pow.}} - E_{\text{wew.}} \approx -\frac{1}{2} Z U_0 = \frac{1}{2} Z |U_0|$$

Zakładając, że na jednostce powierzchni w warstwie powierzchniowej znajduje się n cząsteczek, to warstwa powierzchniowa o polu powierzchni S mieć będzie nadwyżkę energii

$$E_{\text{dow.}} = \Delta E_{\text{pow.}} \cdot n \cdot S \approx \frac{1}{2} Z \cdot n \cdot S \cdot |U_0|$$

a na jednostkę powierzchni przypadając będzie energia

$$\frac{E_{\text{dow.}}}{S} = \frac{1}{2} Z \cdot n |U_0|$$

Dzięki nadwyżce energii średnia odległość między cząsteczkami wzrasta, a to oznacza, że cząsteczki w warstwie powierzchniowej nie są tak gęsto ułożone, jak cząsteczki wewnątrz cieczy.

Zgodnie z ogólnymi tendencjami w przyrodzie, każdy układ cząsteczek dąży do znalezienia się w stanie o minimalnej energii. Ciecz w tym wypadku będzie dążyła do zmniejszenia swej powierzchni / tzn. obszaru bogatszego w energię /, gdyż układ wtedy może osiągnąć minimum energii.

Tak samo ciała stykające się ze sobą dążą do osiągnięcia takiego stanu, kiedy powierzchnia rozdziału jest możliwie najmniejsza. Z tym jest mianowicie związane dążenie kropli cieczy / lub pęcherzyków gazu / do przyjęcia kształtu kulistego, gdyż przy zadanej objętości najmniejsza powierzchnia ze wszystkich możliwych brył ma kula. Tendencji tej przeciwstawia

się wpływ sił pola ciężkości, jednakże w przypadku małych kropli wpływ ten jest słaby, tak że ich kształt mało różni się od kulistego. W warunkach nieważkości kształt kulisty będzie miała dowolna masa cieczy. Można wykazać, że przy dużych masach ciecz dąży do przybrania kształtu kulistego kompensując siły ciążenia zgodnie z prawem Archimidesa.

Jeśli np. pewna ilość oliwy wprowadzi się do mieszaniny wody ze spirytusem / gęstość mieszaniny dostosowana jest do gęstości oliwy /, to siły ciążenia działające na oliwę zostaną skompensowane przez ciśnienie hydrostatyczne i oliwa pod wpływem własnego ciśnienia cząsteczkowego przybierze prawidłowy kształt kulisty.

Dążenie cieczy do zmniejszania wymiarów swobodnej powierzchni świadczy o tym, że warstwa powierzchniowa jest podobna do rozciągniętej błonki sprężystej.

W warstwie tej, podobnie jak w błonce sprężystej działała siła napięcia. Jeśli na sztywną ramkę zaciąga się błonkę wody mydlanej, to siły działające na poprzeczkę w dowolnym miejscu ab / rys.4.3. a / od strony górnej i dolnej równoważą się wzajemnie i poprzeczka zostaje nieruchoma. Po rozerwaniu dolnej błonki poprzeczka ab zaczyna przesuwać się w górę pod wpływem jednej tylko górnej błonki.

W celu zrównoważenia działania do poprzeczki należy przyłożyć pewną siłę F. Siłę tą określa pochodna energii / w danym przypadku energii powierzchniowej / względem współrzędnej X wzdłuż kierunku działania siły:

$$F = - \frac{dE_{\text{pow}}}{dx} \quad (1.3.)$$

Energia powierzchniowa E_{pow} jest proporcjonalna do pola S powierzchni rozdziału:

$$E_{\text{pow}} = \sigma \cdot S$$

(2.3.)

gdzie: σ - współczynnik zależny od natury stykających się ośrodków i od ich stanu, zwany współczynnikiem napięcia powierzchniowego.

Pole powierzchni błonki $S = l \cdot x$ stąd wzór (1.3.) przyjmie postać

$$F = - \sigma l$$

(3.3.)

Jest to siła działająca na odcinek ramki o długości l , uwarunkowana napięciem powierzchniowym po jednej z dwóch stron błonki. Ponieważ błonka ma dwie strony, więc wypadkowa siły działająca na odcinek ramki o długości l jest dwa razy większa. Znak minus wskazuje, że siła ta jest skierowana do wnętrza powierzchni błonki.

Napięcie powierzchniowe istnieje także na granicy ciał stałych, ale stosunkowo małe siły powierzchniowe nie mogą zmienić kształtu ciała. W układzie jednostek SI miara napięcia powierzchniowego jest N/m.

Współczynnik napięcia powierzchniowego można obliczyć, biorąc pod uwagę pracę, która należy wykonać aby powiększyć pole powierzchni błonki cieczy o ΔS . Jeśli pod wpływem siły F granica błonki ulegnie równoległemu przesunięciu o długość dx , to praca wykonana wyniesie :

$$dL = F \cdot dx$$

ale zgodnie z równaniem (3.3.) $F = \sigma \cdot l$ / bierzemy wartość bezwzględna /, skąd

$$dL = \sigma \cdot l \cdot dx$$

Iloczyn $l \cdot dx$ równy jest przyrostowi pola błonki dS , wobec czego

$$dL = \sigma \cdot dS$$

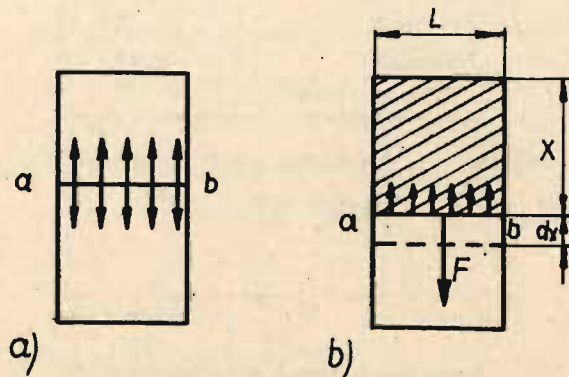
Praca ta zostaje zużyta na przrrost energii błonki dE , a więc:

$$\zeta = \frac{dE}{dS} \quad (4.3.)$$

Energia E jest tą częścią energii wewnętrznej błonki, która można zamienić na pracę. Ta część energii nosi w termodynamice nazwę energii swobodnej.

Równanie (4.3) daje nam więc jeszcze jedno określenie napięcia powierzchniowego.

Napięcie powierzchniowe równe jest liczbowo stosunkowi zmian powierzchniowej energii swobodnej do zmian pola powierzchni tej błonki.



Rys.4.3. Schemat działania sił w błonce powierzchniowej.

Wartości napięcia powierzchniowego w $\frac{N}{m}$ w temperaturze $20^{\circ}C$ dla niektórych cieczy podano w tabeli 1.3..

Wyróżniającą się cieczą jest woda, która posiada stosunkowo dużą wartość napięcia powierzchniowego.

Większe wartości napięcia powierzchniowego mają jednak stopione metale, których napięcia powierzchniowe przedstawiono w tabeli 2.3..

Ciecz	$\delta \cdot 10^{-2}$ N·m ⁻¹
Woda	7,28
Nitrobenzen	4,18
Dwusiarczek węgla	3,35
Benzen	2,89
Toluen	2,84
Kwas octowy	2,76
Chloroform	2,71
Czterochlorek węgla	2,68
Aceton	2,37
Metanol	2,26
Etanol	2,23
Eter etylowy	1,70

Tabela 1.3. Napięcie powierzchniowe niektórych cieczy w T = 293°K.

	δ N·m ⁻¹	temperatura °K
Miedź	1,16	1473
Złoto	1,12	1473
Srebro	0,923	1273
Cynk	0,770	873
Rtęć	0,485	293

Tabela 2.3. Napięcia powierzchniowe niektórych ciekłych metali.