

Министерство образования Республики Беларусь
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра «Физика»

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО
НАТЯЖЕНИЯ МЕТОДОМ ПОДНЯТИЯ ЖИДКОСТИ В
КАПИЛЛЯРЕ**

Методические указания к лабораторной работе по физике
для студентов строительных специальностей

Электронный учебный материал

Минск ◊ БНТУ ◊ 2020

УДК 532.612 (075.8)
ББК 22.213я7
И 98

Авторы:
А.К. Есман, Г.Л. Зыков, В.А. Потачиц

Рецензент:
Э.И. Зенькевич

Белорусский национальный технический университет
пр-т Независимости, 65, г. Минск, Республика Беларусь
Тел.(017) 292-77-52 факс (017) 292-91-37
E-mail: ak_esman@bntu.by;
Регистрационный № БНТУ/ФЭС

© Есман А.К., Зыков Г.Л., Потачиц В.А., 2020

© БНТУ, 2020

В работе изложены основные свойства жидкостей, явлений переноса в них, а также сорбционные явления, определение коэффициента поверхностного натяжения методом поднятия жидкости в капилляре.

Методические указания предназначены для студентов строительных специальностей.

Цель работы:

изучение основных свойств жидкостей, сорбционных и капиллярных явлений, явлений переноса и экспериментальное определение коэффициента поверхностного натяжения методом поднятия жидкости в капилляре.

Приборы и принадлежности: предметный столик с подъёмным механизмом, два цилиндрических сосуда с исследуемыми жидкостями, подвижный держатель с линзой.

1. Характеристика жидкого состояния. Теория Френкеля

Физическую сущность различия между твердым, жидким и газообразным состоянием вещества можно объяснить с помощью потенциальной кривой взаимодействия молекул, которая приведена на рис.1 (r - расстояние между молекулами; U - потенциальная энергия).

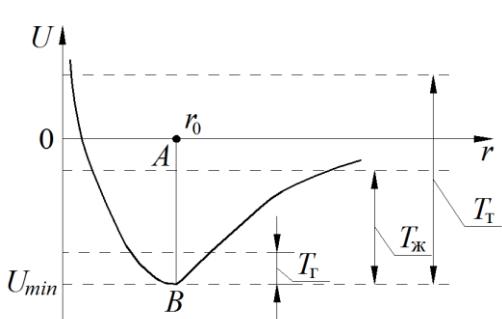


Рис. 1 – Потенциальная кривая взаимодействия молекул

Если средняя кинетическая энергия теплового движения молекул значительно меньше глубины потенциальной ямы AB ($T_g \ll AB$), то молекулы совершают небольшие колебания, оставаясь в нижней части ямы. Этот случай соответствует **твердому состоянию вещества**.

Если средняя кинетическая энергия теплового, движения молекул немного меньше глубины потенциальной ямы ($T_k < AB$), то молекулы, совершая значительные

колебательные движения, имеют возможность периодически покидать потенциальную яму. Этот случай соответствует **жидкому состоянию вещества**.

Если же средняя кинетическая энергия теплового движения молекул значительно больше глубины потенциальной ямы ($T_g \gg AB$), то молекулы вырвутся из нее и, утратив взаимосвязь, будут двигаться свободно, что соответствует **газообразному состоянию вещества**.

Таким образом, жидкое состояние занимает промежуточное положение между газами и кристаллами и сочетает в себе некоторые черты обоих этих состояний.

Например, для кристаллического состояния характерно упорядоченное расположение частиц, для частиц же газа характерен полный хаос.

В расположении частиц жидкости наблюдается так называемый **ближний порядок**, т.е. по отношению к любой частице расположение ближайших соседей является упорядоченным. Однако, чем дальше от данной частицы, тем меньше это упорядочение сохраняется, пока не пропадает совсем.

В кристаллах имеет место и **дальний порядок**, т.е. упорядоченное расположение частиц по отношению к любой частице наблюдается в пределах значительного объема.

Промежуточное положение жидкостей обусловливает сложность их свойств. Поэтому теория жидкого состояния менее развита, чем теория газов и твердых тел. Значительный вклад в развитие этой теории сделал русский ученик Френкель.

Согласно Френкелю, каждая молекула жидкости в течение некоторого времени колеблется около определенного положения равновесия. Время от времени молекула скачком перемещается в новое положение равновесия. Таким образом, молекула медленно перемещается в жидкости, пребывая часть времени около определенных мест. С повышением температуры время такой “оседлости” уменьшается. Поэтому возрастает подвижность молекул и изменяются свойства жидкости. Например, уменьшается вязкость жидкостей.

2. Поверхностное напряжение жидкостей

Поскольку в жидкостях $r \rightarrow r_0$ (рис. 1), то потенциальная энергия взаимодействия соседних молекул стремится к U_{min} . Каждая молекула в жидкости окружена 12 ближайшими соседями и ее потенциальная энергия внутри жидкости равна

$$U_{ж} \approx 12U_{min}.$$

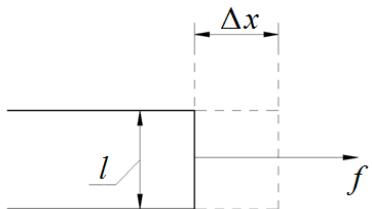
Молекула, находящаяся на поверхности жидкости, имеет в среднем 6 ближайших соседей, поэтому ее потенциальная энергия равна

$$U_{\text{пов}} \simeq 6U_{\min}.$$

Так как $U_{\min} < 0$ (рис. 1), то $U_{\text{пов}} > 6$. Следовательно, для извлечения молекул изнутри жидкости на ее свободную поверхность надо затратить работу

$$A = U_{\text{пов}} - U_{\infty} = 6U_{\min} - 12U_{\min} = -6U_{\min} = 6|U_{\min}|.$$

При обратном переходе молекулы в жидкость ее потенциальная энергия уменьшается на ту же величину, равную $6|U_{\min}|$. Так как молекула стремится занять положение с наименьшей потенциальной энергией, то она переходит внутрь жидкости. Поэтому жидкость под действием внутренних сил стремится уменьшить свою поверхность и занять минимальный объем.



Пусть поверхность жидкости представляет собой растянутую пленку (рис. 2). Чтобы растянутую пленку удержать в равновесии, надо приложить нормальную силу f , касательную к поверхности жидкости, которую называют **силой поверхностного натяжения**. Она равна

Рис. 2 – К определению силы поверхностного натяжения

$$f = \alpha \cdot l, \quad (1)$$

где l - длина границы пленки, на которую действует сила; α - коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Этот коэффициент зависит от природы жидкости и с увеличением температуры жидкости уменьшается для большинства жидкостей по линейному закону

$$\alpha_t = \alpha_0 \left(1 - \frac{t^0}{t_k^0} \right),$$

где α_0 – коэффициент поверхностного натяжения данной жидкости при 0°C ; t_k^0 – критическая температура данной жидкости. При $t^0 = t_k^0$ в соответствии с равенством (2) коэффициент поверхностного натяжения обращается в нуль, так как в критической точке разница между жидким и газообразным состоянием вещества пропадает.

Из формулы (1) следует, что

$$\alpha = \frac{f}{l}.$$

Коэффициент поверхностного натяжения жидкости равен отношению силы поверхностного натяжения, действующей на контур, ограничивающий поверхность жидкости, к длине контура a (имеет порядок $10^{-2} - 10^{-1}$ Н/м). Например, для воды он равен 0,073 Н/м, для ртути - 0,50 Н/м при 20 °C. Кроме температуры на величину поверхностного натяжения жидкости существенно влияют находящиеся в ней примеси. Если энергия взаимодействия молекулы растворенного вещества с молекулой жидкости **меньше** энергии взаимодействия между молекулами жидкости, то растворенные молекулы будут вытесняться на поверхность жидкости и одновременно **понижать** поверхностное натяжение раствора.

Такие вещества называются **поверхностно-активными**. По отношению к воде поверхностно-активными являются нефть, спирт, эфир, мыло и многие другие жидкые и твердые вещества.

С другой стороны, некоторые вещества увеличивают поверхностное натяжение жидкостей в связи с тем, что их молекулы взаимодействуют с молекулами жидкости сильнее, чем молекулы жидкости между собой. Поэтому молекулы таких примесей будут втянуты внутрь жидкости, и в поверхностном слое останутся, в основном, молекулы жидкости. По отношению к воде примерами таких примесей могут служить соль и сахар.

3. Свободная энергия поверхности жидкости

Если поверхность жидкости представляет собой растянутую пленку, то работа, которую надо затратить, чтобы увеличить площадь пленки (рис. 2), равна

$$\Delta A = f\Delta x = a\Delta x = a\Delta S,$$

где ΔS - изменение площади поверхности пленки.

При растяжении пленки потенциальная энергия молекул, извлекаемых на поверхность, увеличивается, а их энергия (теплового движения) соответственно уменьшается. Поэтому при растяжении пленка несколько охлаждается, и, наоборот, при сокращении пленка будет нагреваться. Изменение температуры пленки вызовет изменение коэффициента поверхностного натяжения. Чтобы a не изменялся, необходимо вести процесс растяжения или сокращения пленки

изотермически. Для этого надо растягивать или сокращать пленку медленно, так, чтобы изменение ее температуры успевало компенсироваться путем теплообмена с окружающей средой.

Та часть потенциальной энергии поверхности жидкости, которая может перейти в работу по изотермическому сокращению поверхности жидкости, называется **свободной энергией поверхности жидкости** ΔF . Из формулы (4) следует, что

$$\Delta F = \Delta A = \alpha \Delta S.$$

Так как внутренняя энергия жидкости U представляет собой сумму кинетической и потенциальной энергий всех ее молекул, то свободная энергия F является частью внутренней энергии пленки, которая может быть превращена в работу при изотермическом процессе. Как внутренняя энергия U , так и свободная энергия F являются функциями состояния системы (в том числе и жидкой). Их в термодинамике называют **термодинамическими потенциалами**. Изменения потенциалов, происходящие в ходе каких-либо процессов, определяют либо совершающую системой работу, либо получаемое системой тепло. Каждому термодинамическому потенциальному соответствует свой набор независимых переменных.

Если система получает тепло dQ , то происходит изменение ее внутренней энергии dU и совершается системой работа dA , т.е. **первое начало термодинамики** имеет вид

$$dQ = dU + dA$$

или

$$TdS = dU + pdV.$$

Отсюда

$$dU = TdS - pdV.$$

где T , p , V , S – соответственно температура, давление, объем, энтропия системы. Из (7) следует, что для потенциала U переменными являются энтропия и объем. Если система не обменивается теплом с окружающей средой, то в соответствии с (6) совершающая ею работа равна

$$dA = -dU$$

или в интегральной форме

$$A = U_1 - U_2,$$

т.е. при отсутствии теплообмена с внешней средой работа равна убыли внутренней энергии системы.

В соответствии с (7) работа, производимая системой при обратимом изотермическом процессе, может быть представлена в виде

$$dU = TdS - dA$$

или

$$dA = -dU + TdS = -d(U - TS).$$

Функцию состояния

$$F = U - TS$$

и называют **свободной энергией** системы. Произведение TS называется **связанной энергией**. В соответствии с формулами (5), (9) и (10) при обратимом изотермическом процессе работа равна убыли свободной энергии системы.

$$dA = -dF$$

или

$$A = F_1 - F_2.$$

Сравнение формул (8) и (11) показывает, что при изотермических процессах свободная энергия играет такую же роль, как внутренняя энергия при адиабатических процессах.

Возьмем дифференциал от функции (10)

$$dF = dU - TdS - SdT;$$

учтем (7)

$$dF = TdS - pdV - TdS - SdT = - SdT - pdV.$$

Таким образом, для потенциала F переменными являются температура и объем. При неизменных T и V равновесным является состояние, для которого свободная энергия минимальна.

4. Смачивание. Сорбционные явления

Рассмотрим молекулярные явления, обнаруживающиеся на границе соприкосновения жидкости с твердым телом. Поместим каплю жидкости на горизонтальной поверхности твердого тела.

Если силы взаимодействия между молекулами жидкости больше, чем между молекулами жидкости и твердого тела, то жидкость стремится **уменьшить** поверхность соприкосновения с твердым телом. Капля такой жидкости на горизонтальной поверхности твердого тела примет форму сплюснутого шара (рис. 3а). Сплющивание капли обусловлено действием силы тяжести. В данном случае жидкость называется **не смачивающей** твердое тело. Угол θ , образованный поверхностью твердого тела и касательной к поверхности жидкости, называется **краевым**. Угол

$\theta > 90^\circ$ для несмачиваемой жидкости. Если $\theta = 180^\circ$, то наблюдается полное несмачивание.

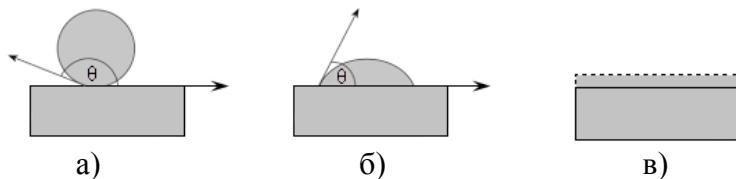


Рис. 3 – Несмачивающая (а), смачивающая (б) и полностью смачивающая (в) жидкость на поверхности твердого тела

если силы взаимодействия между молекулами жидкости меньше, чем между молекулами жидкости и твердого тела, то жидкость стремится увеличить поверхность соприкосновения с твердым телом. Капля жидкости при этом примет форму, изображенную на рис. 3б. При этом жидкость называется **смачивающей** твердое тело. Краевой угол $\theta < 90^\circ$. Если $\theta = 0$, то наблюдается полное смачивание, т.е. жидкость растекается по всей поверхности твердого тела (рис. 3в).

Смачиваемость и несмачиваемость - понятия относительные, т.к. жидкость, смачивающая одно твердое тело, может не смачивать другое. Например, вода смачивает стекло, но не смачивает парафин, а ртуть не смачивает стекло, но смачивает медь.

Смачиванием объясняются так называемые **сорбционные явления**:

1. **Адсорбция** - поглощение молекул жидкости и газа поверхностью твердого или жидкого тела.

2. **Абсорбция** - поглощение молекул жидкости или газа всем объемом твердого или жидкого тела.

Заметная абсорбция имеет место лишь при высоких температурах и давлениях, в то время как интенсивная адсорбция происходит и при нормальных атмосферных условиях. Смачивающая жидкость растекается тонким, практически мономолекулярным слоем по поверхности твердого тела. Подобным образом, адсорбируя окружающий газ, твердое тело покрывается мономолекулярной пленкой газа. Поэтому второй слой газовых молекул уже не удерживается на этой пленке, т.к. малы силы сцепления между молекулами газа.

Адсорбирующая способность тела возрастает с увеличением его поверхности. Поэтому особенно хорошо адсорбируют пористые тела.

В условиях невесомости эффект смачивания приводит к тому, что вода в закрытом стеклянном сосуде распределяется по всем стенкам сосуда, а воздух сосредотачивается в средней части сосуда (это было экспериментально установлено в 1962 г. космонавтами Николаевым и Поповичем).

5. Давление под искривленной поверхностью жидкости. Формула Лапласа

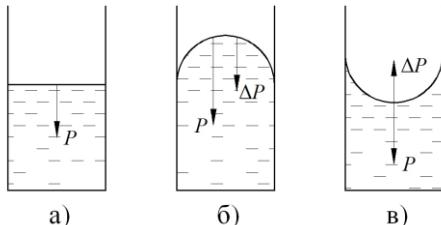


Рис. 4 – Направление избыточного давления для плоской (а), выпуклой (б) и вогнутой (в) поверхности жидкости

За счет сил поверхностного натяжения вся жидкость в данном объеме испытывает внутреннее давление. Внутреннее давление направлено перпендикулярно поверхности жидкости. Поэтому масса жидкости, не подверженная действию внешних сил, должна принять форму шара, так как только в этом случае силы внутреннего давления взаимно уравновесятся.

Под искривленной поверхностью жидкости помимо внутреннего давления P создается еще дополнительное давление ΔP , обусловленное кривизной поверхности. Пусть жидкость находится в трех сосудах, в одном из которых ее поверхность имеет плоскую форму, в других - выпуклую и вогнутую (рис. 4).

Так как поверхностный слой жидкости подобен напряженной пленке, выпуклая поверхность (рис. 4б) стремится сократиться и принять плоскую форму. Поэтому она будет оказывать на жидкость дополнительное давление внутреннее давление ΔP , направленное так же, как внутреннее давление P .

Определим величину ΔP . Для этого рассмотрим свободную поверхность жидкости в виде сферы радиуса R . Отсечем от этой сферы произвольный сегмент (рис. 5), внешняя поверхность которого ограничена от остальной поверхности жидкости окружностью радиусом

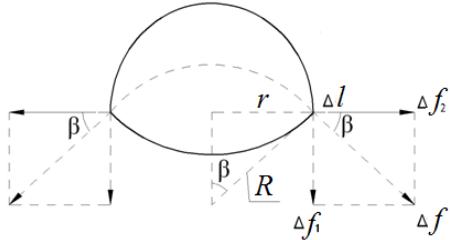


Рис. 5 – К выводу формулы
Лапласа

$$r = R \sin \beta.$$

На каждый очень малый элемент длины этого контура Δl действует сила поверхностного натяжения в направлении касательной к поверхности сферы

$$\Delta f = \alpha \Delta l.$$

Разложим Δf на две составляющие

$$\Delta f_1 = \Delta f \cdot \sin \beta; \quad \Delta f_2 = \Delta f \cdot \cos \beta.$$

Так как $\sum \Delta f_2 = 0$, то в соответствии с рис. 5 имеем

или

$$f = \frac{1}{R} \alpha r \cdot 2\pi r = \frac{\alpha}{R} 2\pi r^2.$$

Эта сила (13) прижимает сегмент к остальной жидкости по всей разделяющей их поверхности S , равной $S = \pi r^2$.

Тогда дополнительное давление ΔP внутри жидкости будет равно

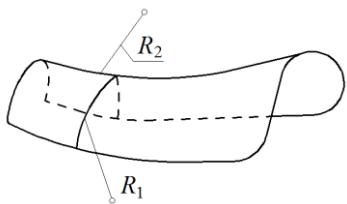
$$\Delta P = \frac{f}{S} = \frac{\alpha \cdot 2\pi r^2}{R \pi r^2} = \frac{2\alpha}{R}.$$

Равенство (14) носит название **формулы Лапласа**.

В случае вогнутой поверхности жидкости (пузырек газа внутри жидкости) результирующая сила направлена из жидкости в газ. Согласно (14) имеем

$$\Delta P = -\frac{2\alpha}{R},$$

т.е. давление внутри жидкости под вогнутой поверхностью меньше, чем в газе. Для плоской поверхности жидкости $R \rightarrow \infty$ и $\Delta P = 0$.



В общем случае произвольной поверхности двоякой кривизны (рис. 6) формула Лапласа имеет вид

Рис. 6 – К определению формулы Лапласа для поверхности двоякой кривизны

$$\Delta P = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (15)$$

Причем для радиуса R , направленного внутрь жидкости (случай выпуклой поверхности), полагают $R > 0$. Для вогнутой поверхности полагают $R < 0$.

6. Капиллярные явления

В соответствии с вышесказанным (см. 4-5) поверхность жидкости, налитой в сосуд, должна искривиться вблизи его стенок, или приподняться в случае смачивающей жидкости, или опуститься в случае несмачивающей жидкости. В узком сосуде краевые искривления охватывают всю поверхность жидкости, делая ее целиком изогнутой: вогнутой - для смачивающей жидкости (рис. 7а), выпуклой - для несмачивающей (рис. 7б).

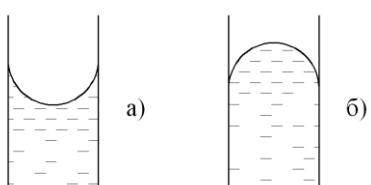


Рис. 7 - Смачивающая (а) и несмачивающая (б) жидкости в капилляре

Такая изогнутая поверхность называется **мениском**. Узкие сосуды - трубы, щели и т.д. - называются **капиллярами**. Благодаря большой кривизне мениска под ним создается значительное избыточное давление. Это приводит к поднятию (в случае смачивания) или опусканию (в случае несмачивания) жидкости в капилляре.

Пусть конец цилиндрического капилляра радиуса r погружен в смачиваемую жидкость (рис. 8). Поверхность жидкости в капилляре примет вогнутую сферическую поверхность. Внутреннее давление (см. 5) жидкости в капилляре будет меньше, чем вне капилляра, на значение избыточного давления под сферической поверхностью. В соответствии с формулой (14) это избыточное давление будет равно

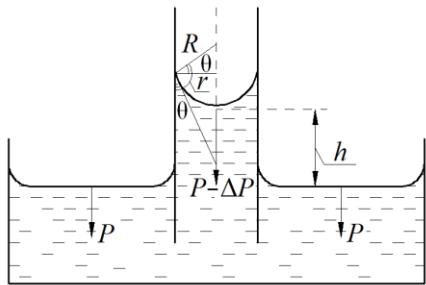


Рис. 8 – К определению величины избыточного давления

давлением ΔP

$$\Delta P = \frac{2\alpha}{R},$$

где R – радиус кривизны мениска, α – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Между жидкостями в капилляре и сосуде устанавливается такая разность уровней h , что гидростатическое давление столба жидкости в капилляре ρgh уравновешивается капиллярным давлением ΔP

$$\rho gh = \frac{2\alpha}{R},$$

откуда

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g R}$$

где ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения. Так как угол между радиусами r и R и краевой угол θ равны между собой (как углы со взаимно-перпендикулярными сторонами), то

$$R = \frac{r}{\cos\theta}.$$

Подставляя это выражение в формулу (16), получим

$$h = \frac{2\alpha \cdot \cos\theta}{\rho gr}.$$

Таким образом, высота поднятия смачивающей жидкости в капилляре обратно пропорциональна его радиусу. Равенство (17) называют **формулой Борелли-Жюрене**.

Выражение (17) можно получить и для глубины опускания жидкости, не смачивающей стенки капилляра.

Капиллярные явления играют большую роль в природе и технике, например, подъем питательного раствора по стеблю или стволу растения. При отсутствии гидроизоляции по капиллярам кладки зданий происходит подъем грунтовой воды. Разрыхляя поверхность почвы и

создавая тем самым прерывистость в системе почвенных капилляров, можно задержать приток воды к зоне испарения и замедлить высушивание почвы.

7. Явления переноса. Вязкость жидкости

Рассмотрим явления диффузии, теплопроводности и вязкости жидкости.

Две соприкасающиеся жидкости диффундируют друг в друга до полного перемешивания. Однако процесс этот идет очень медленно по сравнению с газами ввиду особенностей строения жидкостей. Процесс диффузии жидкостей описывается **законом Фика**

$$\Delta M = -D \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \Delta S \Delta t,$$

где ΔM – масса жидкости, переносимая путем диффузии за время Δt через площадку ΔS , перпендикулярную направлению изменения плотности, $\frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ – градиент плотности, $D = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle$ – коэффициент диффузии жидкости ($\langle \lambda \rangle$ – средняя длина свободного пробега молекул жидкости, $\langle v \rangle$ – их средняя скорость), который прямо пропорционально растет с температурой жидкости.

Разделим уравнение (18) на массу m продиффундировавших молекул жидкости и учтем, что $\frac{\Delta M}{m} = \Delta N$ – число продиффундировавших молекул, $\frac{\Delta \rho}{m} = \Delta n$ – разность концентраций продиффундировавших молекул. Тогда имеем

$$\Delta N = -D \frac{\Delta n}{\Delta x} \Delta S \Delta t,$$

Уравнение (19) связывает число продиффундировавших молекул жидкости с градиентом концентрации молекул.

Процесс теплопроводности в жидкостях описывается тем же **законом Фурье**, что и для газов

$$\Delta Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t,$$

где $\chi = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle \frac{i}{2} kn$ - коэффициент теплопроводности жидкостей (i – число степеней свободы молекулы жидкости, k – постоянная Больцмана, n – концентрация), $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ – градиент температуры, ΔS – площадь, через которую переносится тепло, Δt – продолжительность переноса.

Процесс теплопроводности в жидкости осуществляется путем взаимодействия колеблющихся молекул. Наиболее интенсивно колебание молекул, происходящее в области повышенной температуры, передается соседним частицам и постепенно распространяется на всю жидкость. Теплопроводность жидкостей значительно больше, чем у газов.

Жидкость обладает вязкостью, обусловленной сцеплением между ее молекулами. Сила внутреннего трения выражается **законом Ньютона**

$$F = -\eta \frac{\Delta \omega}{\Delta x} \Delta S,$$

Где $\eta = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle \rho$ – вязкость жидкости (ρ – плотность), $\frac{\Delta \omega}{\Delta x}$ – градиент скорости течения слоев жидкости, ΔS – площадь соприкосновения слоев жидкости.

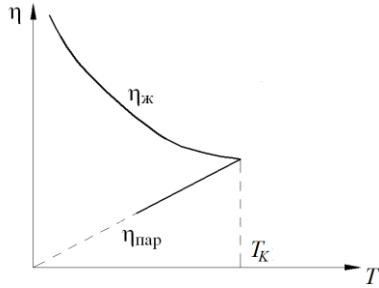


Рис. 9 – Качественная зависимость вязкости жидкости от температуры

В жидкостях механизм внутреннего трения отличен от механизма диффузии (в газах этот механизм одинаков). Так как молекулы жидкости большую часть времени находятся около положения равновесия, то движущаяся масса жидкости увлекает соседние слои, в основном, за счет сил сцепления. С ростом температуры текучесть жидкости возрастает, а вязкость падает (рис. 9, T_k – критическая температура). Согласно Френкелю, зависимость вязкости имеет вид

$$\eta_{ж} = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{E}{kT}\right), \quad (22)$$

где E – энергия, которую нужно сообщить молекуле жидкости, чтобы она могла перескочить из одного положения равновесия в соседнее. Френкель также показал, что вязкость жидкости обратно пропорциональна коэффициенту диффузии жидкости.

Вязкость жидкости определяет силу сопротивления жидкости движению в ней тел. Так, сила сопротивления движению шара радиуса r при малых скоростях его движения v в жидкости с вязкостью η определяется формулой Стокса

$$F = 6\pi\eta rv.$$

8. Определение коэффициента поверхностного натяжения методом поднятия жидкости капилляре

Жидкость поднимается или опускается в капилляре до тех пор, пока добавочное давление под мениском жидкости не сравняется с гидростатическим давлением поднявшегося или опустившегося столба жидкости.

Если жидкость полностью смачивает поверхность капилляра, то радиус кривизны мениска R совпадает с внутренним радиусом капилляра r . В соответствии с формулой Лапласа (14) имеем

$$\Delta P = \frac{2\alpha}{R} = \frac{2\alpha}{r}.$$

Тогда из равенства добавочного давления ΔP и гидростатического давления ($P = \rho gh$) получаем

$$\Delta P = \frac{2\alpha}{r} = \rho gh,$$

где ρ – давление жидкости, g – ускорение силы тяжести, h – высота ее поднятия в капилляре, α – коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Из формулы (25) определяем α

$$\alpha = \frac{1}{2} \rho g h r.$$

При проведении опыта с двумя капиллярами, радиусы которых r_1 и r_2 , коэффициент поверхностного натяжения будет равен:

$$\alpha = \frac{1}{2} \rho g h_1 r_1 = \frac{1}{2} \rho g h_2 r_2.$$

Отсюда получаем

$$h_1 - h_2 = \Delta H = \frac{2\alpha}{\rho g r_1} - \frac{2\alpha}{\rho g r_2},$$

где ΔH – разность отсчетов между нижними и верхними краями менисков в капиллярах.

Следовательно, окончательная формула для расчета коэффициента поверхностного натяжения в этом случае будет иметь следующий вид:

$$\alpha = \frac{\rho g r_1 r_2}{2(r_2 - r_1)} \Delta H.$$

Порядок выполнения

Предостережение: Учитывая хрупкость капилляров, работать следует очень осторожно.

1. Измерение коэффициентов поверхностного натяжения воды и конденсаторного масла.

На предметном столике установки закреплены два цилиндрических сосуда с исследуемыми жидкостями. В каждую жидкость погружены по два капилляра. Радиус широкого капилляра $r_1 = 0,55 \cdot 10^{-3}$ м, а радиус узкого – $r_2 = 0,375 \cdot 10^{-3}$ м.

Маховиком подъемного механизма предметного столика **медленно** опустите сосуды с жидкостями до упора. Спустя **2 – 3 минуты** измерьте разность высот ΔH в капиллярах для каждой жидкости при помощи линзы, установленной на подвижном держателе. Цена малого деления на шкале, закрепленной за капиллярами, равна **1 мм**. Результаты измерения запишите в табл. 1. Затем **медленно** поднимите маховиком предметный столик с сосудами до верхнего упора и **медленно** опустите вниз до упора. Произведите измерения ΔH в каждой паре капилляров спустя **2 – 3 минуты**. Опыт повторите в таком порядке еще 3 раза. Данные занесите в табл. 1.

Таблица 1

Род жидкости	$\Delta H_1 \cdot 10^{-3}$, м	$\Delta H_2 \cdot 10^{-3}$, м	$\Delta H_3 \cdot 10^{-3}$, м	$\Delta H_4 \cdot 10^{-3}$, м	$\Delta H_5 \cdot 10^{-3}$, м	$\Delta H_{cp} \cdot 10^{-3}$, м	$\alpha_{из} \cdot 10^{-3}$, Н/м
вода							
масло							

ПРИМЕЧАНИЕ: После окончания измерений поднять столик с сосудами в крайнее верхнее положение.

По измеренным значениям ΔH определить ΔH_{cp} по формуле:

$$\Delta H_{cp} = \frac{\Delta H_1 + \Delta H_2 + \Delta H_3 + \Delta H_4 + \Delta H_5}{5}.$$

Затем рассчитайте коэффициенты поверхностного натяжения для каждой жидкости по формуле:

$$\alpha_{uz} = \frac{\rho g r_1 r_2}{2(r_1 - r_2)} \Delta H_{cp},$$

где $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения, $\rho_{\text{воды}} = 10^3 \text{ кг/м}^3$ – плотность воды, $\rho_{\text{масла}} = 0,87 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ – плотность масла.

Занесите полученные данные в таблицу 1.

2. Определение относительной процентной погрешности для коэффициента поверхностного натяжения воды.

Относительная процентная погрешность определяется по формуле:

$$\delta = \frac{\Delta \alpha}{\alpha_{изм}} \cdot 100\%,$$

где $\Delta \alpha = \alpha_{изм} - \alpha_0$. Здесь α_0 определяется из графика зависимости коэффициента поверхностного натяжения воды от температуры (рис. 10). Значение температуры берется по термометру, показывающему температуру в лаборатории в данный момент времени.

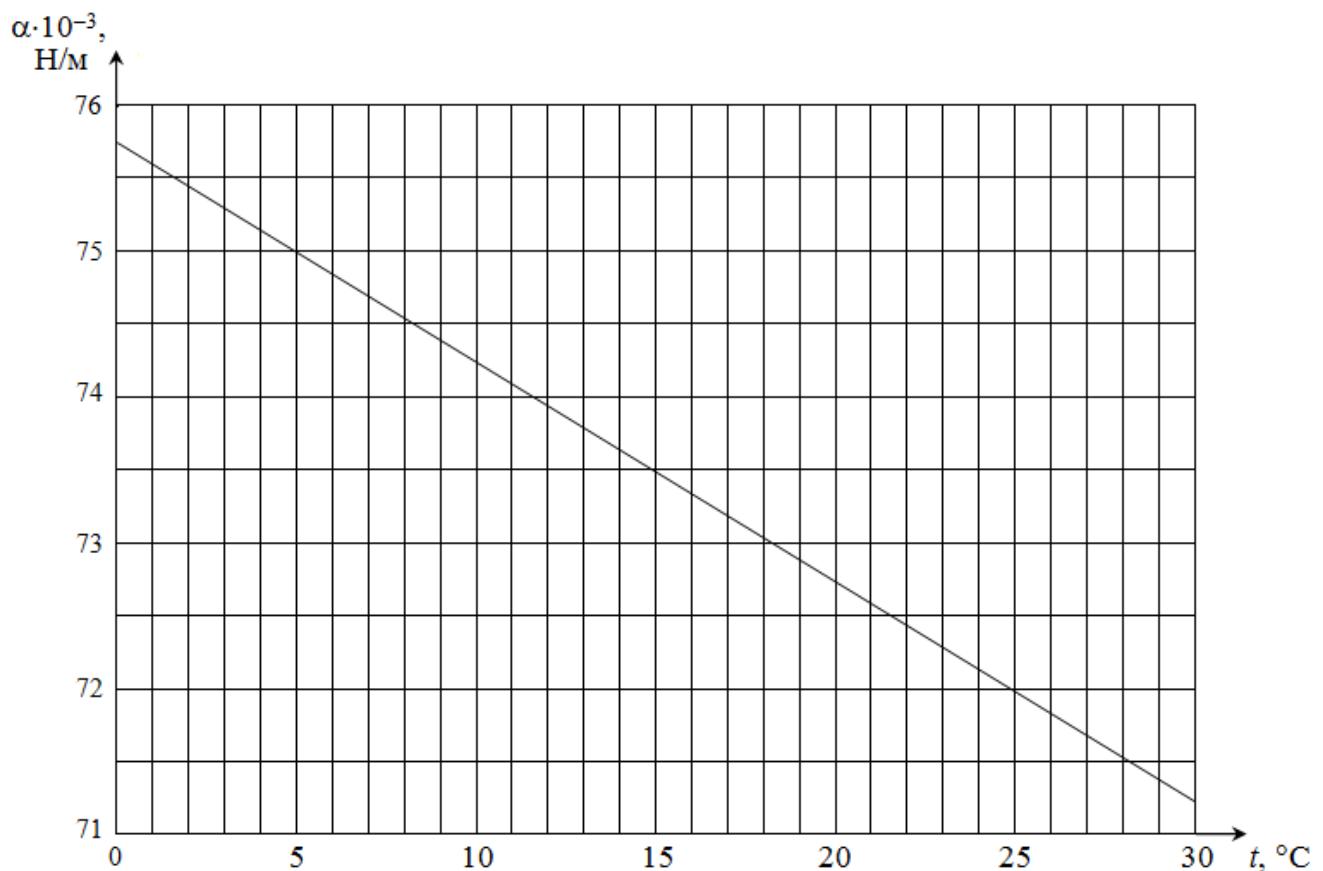


Рис. 10 – График зависимости коэффициента поверхностного натяжения α от температуры t

Сделайте выводы.

Контрольные вопросы

1. Теория Френкеля.
2. Сила поверхностного натяжения. Коэффициент поверхностного натяжения и его зависимость от температуры.
3. Поверхностно-активные вещества.
4. Свободная энергия поверхности жидкости. Свободная энергия как термодинамический потенциал.
5. Смачивание. Сорбционные явления.
6. Вывод формулы Лапласа.
7. Капиллярные явления. Формула Борелли-Жюрене.
8. Явления переноса. Законы Фика, Фурье и Ньютона.
9. Зависимость вязкости жидкости от температуры. Формула Френкеля.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1977. – Т. 1. - 366 с.
2. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. – М.: Наука, 1972. – Т. 1. - 220 с.