

Лабораторная работа № 204

ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Цель работы

Измерение коэффициента поверхностного натяжения воды в зависимости от температуры и расчет термодинамических параметров поверхности.

Идея эксперимента

Коэффициент поверхностного натяжения можно измерить по силе, требуемой для отрыва погруженного металлического кольца от поверхности жидкости.

Введение

Поверхность раздела разных сред или разных фаз одного вещества представляет собой слой толщиной порядка радиуса межмолекулярного взаимодействия (несколько нанометров), в котором молекулы взаимодействуют не только с молекулами своей фазы, но и с близлежащими молекулами соседней среды/фазы.

Этот слой отличается от свойств этих же фаз в глубине объема по многим физико-химическим характеристикам (удельной энергии, плотности, вязкости, электрической проводимости и др.). Эти отличия связаны с особенностями энергетического состояния молекул на поверхности по сравнению с молекулами в объеме.

Характер взаимодействия молекул можно проиллюстрировать на примере потенциала парного взаимодействия Леннард-Джонса

$$U(r) = \varepsilon \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right]. \quad (1)$$

График $U(r)$ показан на рис.1а, а соответствующая ему сила взаимодействия $F(r)$ – на рис.1б. Здесь r – расстояние между центрами молекул, r_0 – точка минимума потенциала или равновесное расстояние между молекулами, F_0 – сила отталкивания, F_{Π} – сила притяжения. Существенно, что с увеличением расстояния сила притяжения убывает значительно медленнее ($\sim r^{-7}$), чем сила отталкивания ($\sim r^{-13}$). По этой причине молекулы жидкости в целом связаны друг с другом и их потенциальная энергия отрицательна, благодаря чему жидкость сохраняет свой объем.

Начиная с некоторого расстояния силами притяжения между молекулами можно пренебречь. Это расстояние r_m называется радиусом молекулярного действия, а сфера радиуса r_m называется «сферой молекулярного действия». Величина r_m имеет значение порядка нескольких диаметров молекул.

Наличие дополнительной энергии у поверхностных молекул упрощенно можно пояснить следующим образом (рис.2). Если молекула (А) находится в объеме жидкости далеко от поверхности, то результирующая всех сил, действующих на нее со стороны соседей, в среднем равна нулю. Но если молекула (В) находится в приповерхностном слое толщины порядка r_m , то сфера молекулярного действия оказывается менее заполненной молекулами со стороны поверхности (вдали от крити-

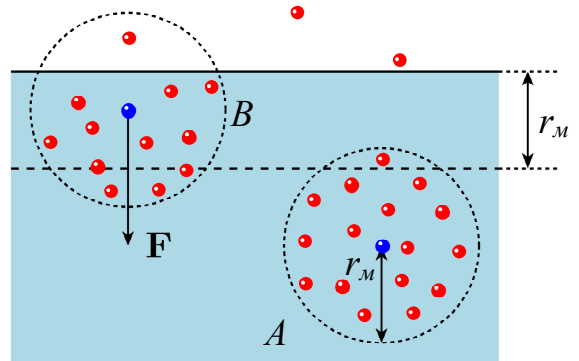


Рис. 2 Окружение молекулы внутри (А) и на поверхности (В) жидкости

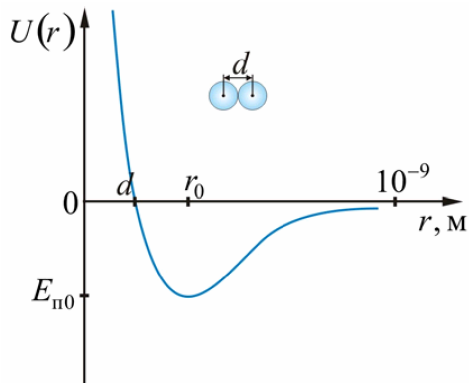


Рис.1а Потенциал Леннард-Джонса

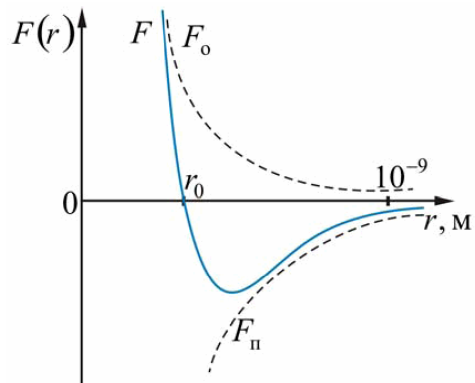


Рис.1б Сила межмолекулярного взаимодействия

ческой точки плотность пара над жидкостью существенно меньше плотности жидкости). Таким образом, на молекулу в приповерхностном слое действует средняя сила F , направленная **внутрь** жидкости, которая растёт по мере приближения молекулы к поверхности.

Эта сила вызывает появление *внутреннего давления*, которое стремится втянуть молекулу вглубь жидкости. Оно тем больше, чем сильнее различаются межмолекулярные взаимодействия в граничащих фазах. Для жидкостей на границе с воздухом это давление очень велико, например, для воды при комнатной температуре оно близко к 14 000 атм.

Чтобы вывести молекулу на поверхность, нужно совершить работу против этой силы, что и ведет к увеличению потенциальной энергии поверхностных молекул. Как видно на графике рис.1а, увеличение потенциальной энергии происходит при удалении молекул друг от друга. Таким образом, среднее расстояние между молекулами становится больше r_0 , т.е. плотность поверхностного слоя меньше, чем в глубине жидкости.

Молекулы жидкости не могут так же свободно перемещаться, как в газах. Тепловое движение молекулы сводится в основном к колебаниям внутри временной потенциальной ямы, созданной ее ближайшим окружением. Но когда из-за тепловой флуктуации молекула получает энергию, большую глубины этой ямы, она может совершить скачок в соседнее свободное место, образовавшееся ранее от ухода другой молекулы (рис.4). Наличие большого количества свободных мест – вакансий – характерная особенность жидкостей, это одна из причин, из-за которой их плотность в большинстве случаев меньше плотности твердого тела. Таким образом, происходит как бы самодиффузия молекул жидкости.

Ориентировочно, при нормальных условиях, один скачок в среднем происходит через 10^3 - 10^5 колебаний молекулы. Частота колебаний молекул жидкости имеет порядок 10^{13} гц. Таким образом, за 1 секунду молекула жид-

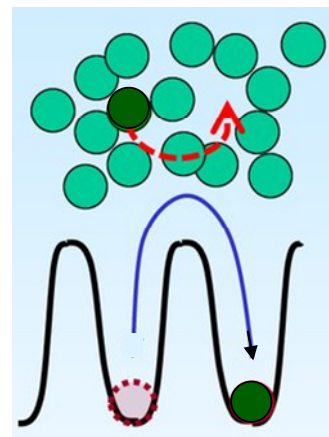


Рис.4 Схема перемещения молекулы в жидкости

кости меняет место (совершает дрейф) около 100 млн. раз, причем в промежутках между переходами она успевает совершить до 100 тыс. колебаний.

Внутри жидкости все направления эквивалентны, направления этих скачков молекул случайны. Однако если есть внешняя сила, то изотропность направлений скачков нарушается. Такие силы, направленные от поверхности вглубь жидкости, и возникают в тонком приповерхностном слое. Благодаря им для молекул, находящихся вблизи поверхности, вероятность скачков молекул в направлении к поверхности меньше, чем в обратную сторону. Это приводит к уменьшению концентрации молекул в приповерхностном слое и к увеличению там числа вакансий, т.е. поверхностный слой становится менее плотным. В качестве аналогии можно привести уменьшение концентрации молекул газа с высотой в поле сил тяжести. Только в случае жидкости эта направленная вглубь жидкости сила имеют молекулярную природу и действуют в узком поверхностном слое.

Таким образом, увеличение площади поверхности жидкости при постоянных температуре и объеме требует совершения работы, так как для образования новой поверхности некоторые частицы из объема должны перейти на поверхность, что связано с отрицательной работой сил молекулярного притяжения.

Термодинамика поверхностного слоя

Термодинамические свойства поверхности раздела полностью характеризуются одной величиной – коэффициентом поверхностного натяжения σ [1, гл.IX], [2, §34]. Поскольку поверхностная энергия пропорциональна площади поверхности, то элементарная работа, производимая самими поверхностными силами при бесконечно малом изотермическом увеличении площади на $d\Sigma$ отрицательна и равна

$$dA = -\sigma d\Sigma. \quad (2)$$

Таким образом, σ играет для поверхности такую же роль, как давление в выражении для элементарной работы при изменении объема $\delta A = p dV$. Пользуясь этой аналогией ($p \rightarrow -\sigma$, $V \rightarrow \Sigma$), легко записать все основные термодинамические соотношения для поверхности. Приведем некоторые из них [2, §23, 1, §45].

Основное уравнение

$$TdS = dU - \sigma d\Sigma, \quad (3)$$

где S – энтропия поверхности, T – температура, U – внутренняя энергия.

Дифференциал внутренней энергии:

$$dU = T dS + \sigma d\Sigma. \quad (4)$$

Свободная энергия Гельмгольца $F = U - TS$:

$$dF = -SdT + \sigma d\Sigma. \quad (5)$$

Из (5) следует $\sigma = \left(\frac{dF}{d\Sigma} \right)_T$, т.е. коэффициент поверхностного натяжения численно

равен изменению свободной энергии F при равновесном изотермическом изменении площади поверхности на единицу. Нижний индекс, в данном случае T , как общепринято, указывает зафиксированный параметр.

Найдем теплоту q изотермического образования единицы поверхности:

$$q = \left(\frac{\partial Q}{\partial \Sigma} \right)_T = T \left(\frac{\partial S}{\partial \Sigma} \right)_T = -T \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_\Sigma. \quad (6)$$

Здесь использовано соотношение $\delta Q = TdS$ и следующее из (5) равенство

$$\left(\frac{\partial S}{\partial \Sigma} \right)_T = - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_\Sigma.$$

Поскольку q положительно, $\partial \sigma / \partial T < 0$, т.е. $\sigma(T)$ убывает с ростом температуры и обращается в нуль при критической температуре T_c . При этой температуре исчезает сама граница раздела жидкость-пар.

Зависимость $\sigma(T)$ для большинства жидкостей близка к линейной, отклоняясь от линейности только вблизи критической температуры T_c , и хорошо описывается полуэмпирическим правилом Этвёша (Eötvös)

$$\sigma(T) = \frac{a(T_c - T - T_0)}{V^{2/3}},$$

где $V(T) = M/\rho(T)$ – объем моля жидкости, $T_0 = 6\text{К}$. Пример температурной зависимости $\sigma(T)$ приведен на рис.3 для случая бензола. Величина a для большинства жидкостей, молекулы которых не ассоциированы, близка к 2,12. Для воды $a \approx 1$, что является следствием ассоциации молекул воды в комплексы за счет водородных связей.

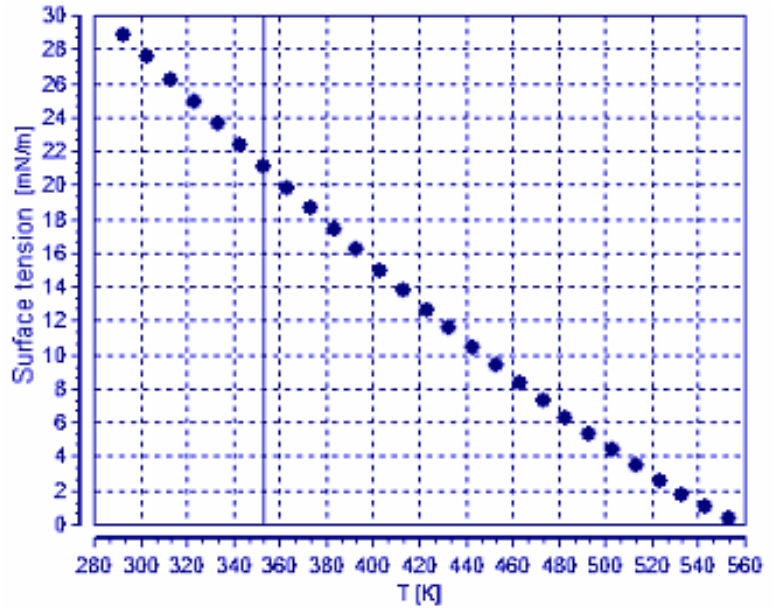


Рис.3 Поверхностное натяжение бензола в зависимости от температуры

Для поверхностной энергии единицы поверхности получаем

$$U = F + TS = F - T \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{\Sigma} = \left(\sigma - T \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) = \sigma + q. \quad (7)$$

Здесь использовано соотношение $S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{\Sigma}$, вытекающее из (5).

Механическое равновесие фаз при учете поверхностного натяжения

В многофазной системе нужно учитывать возможность изменения числа частиц в контактирующих фазах за счет их перехода через границы раздела. Для каждой фазы свободная энергия будет иметь вид

$$dF = -SdT - pdV + \mu dN, \quad (8)$$

где μ – химический потенциал частиц в данной фазе, N – количество частиц.

Как известно, при равновесии фаз должны быть равны их температуры и химические потенциалы [1, §112], [2, §40]:

$$T' = T'', \quad \mu' = \mu''.$$

Найдем полную свободную энергию двухфазной системы при условии сохранения полного объема и числа частиц

$$V' + V'' = const \text{ и } N' + N'' = const.$$

Дифференциал свободной энергии системы будет содержать сумму выражений (8) для каждой фазы и выражения (5) для свободной энергии поверхности раздела. Учитывая, что при указанных выше условиях $dV' = -dV''$, $dN' = -dN''$, $dT = 0$, этот дифференциал дается следующим выражением, которое в равновесии должно равняться нулю

$$dF = -p'dV' - p''dV'' + \sigma d\Sigma = dV'(p'' - p') + \sigma d\Sigma = 0.$$

Отсюда следует

$$p'' - p' = \sigma \frac{d\Sigma}{dV'} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Стоящая здесь производная площади поверхности контакта фаз по объему фазы является кривизной поверхности и выражена здесь через главные радиусы кривизны R_1 и R_2 . Радиус в данной формуле считается положительным, когда кривизна направлена в сторону фазы (').

Таким образом, при равновесии давления в обеих контактирующих фазах равны только в случае плоской поверхности раздела, а в общем случае разность давлений определяется кривизной этой поверхности.

Это дополнительное *капиллярное давление* играет большую роль для малых капель жидкости в газе или малых пузырьков газа в жидкости. Например, при комнатной температуре в каплях воды диаметром 1 мкм это давление близко к 2.9 атм.

При рассмотрении механического равновесия бывает удобно оперировать не энергией и давлением, а силой поверхностного натяжения. Если участок края поверхности раздела фаз длиной l переместить перпендикулярно краю на dx , то площадь изменится на $d\Sigma = l \cdot dx$, свободная энергия – на $dF = \sigma \cdot l \cdot dx$, а силы поверхностного натяжения \mathcal{F} совершат работу $dA = -\mathcal{F} \cdot dx$. Приравнявая изменение энергии работе, получаем для модуля этой силы

$$\mathcal{F} = \sigma l.$$

Эта сила направлена по касательной к поверхности контакта перпендикулярно линии раздела фаз. Размерность σ обычно задается в виде Н/м.

Краевой угол. Рассмотрим соприкосновение трех сред – твердого тела (1), жидкости (2) и газа (3). Коэффициенты поверхностного натяжения на их границах обозначим σ_{12} , σ_{13} и σ_{32} . На линии

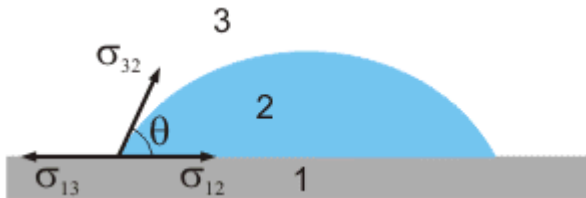


Рис.4 Силы поверхностного натяжения на границе трех сред.

ках обозначим σ_{12} , σ_{13} и σ_{32} . На линии контакта всех трех сред каждая парная сила поверхностного натяжения направлена по касательной к поверхности раздела соответствующих двух сред перпендикулярно к линии границы (рис. 4).

Угол ϑ_k между поверхностью жидкости и поверхностью твердого тела называется краевым ($0 < \vartheta < \pi$). Поскольку граница неподвижна, сумма проекций сил вдоль поверхности твердого тела равна нулю

$$\sigma_{13} - \sigma_{12} - \sigma_{32} \cos \vartheta = 0,$$

откуда следует уравнение Юнга

$$\cos \vartheta_k = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{32}}. \quad (9)$$

Если $0 < \vartheta_k < \pi/2$, считается, что поверхность смачивается жидкостью (этот случай показан на рис.4), если $\pi/2 < \vartheta_k < \pi$ – не смачивается. Если $\sigma_{13} > \sigma_{12} + \sigma_{32}$, то формально $\cos \vartheta > 1$, т.е. равновесие невозможно. В этом случае имеет место полное смачивание ($\vartheta = 0$), и жидкость растекается по всей поверхности пленкой толщиной в несколько молекулярных слоев. Если $\sigma_{12} > \sigma_{13} + \sigma_{32}$, то $\cos \vartheta < -1$. Это случай полного несмачивания ($\vartheta_k = \pi$), и контакт жидкости и твердого тела при отсутствии иных сил стягивается в точку, а жидкость приобретает форму шара.

Рассмотрим важный для нашей задачи случай поведения жидкости у вертикальной стенки в поле тяжести. Пусть имеет место частичное смачивание с

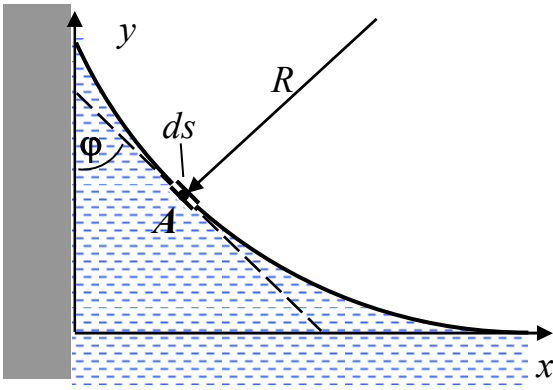


Рис.5 Жидкость у вертикальной стенки в поле тяжести

краевым углом ϑ_k . Благодаря силам поверхностного натяжения жидкость у стенки поднимется.

Высоту поднятия h можно найти следующим образом. Рассмотрим давление в жидкости у произвольной точки поверхности $A(x, y)$. С одной стороны, оно определяется столбом жидкости высоты y и равно $p_0 - \rho g y$, где p_0 внешнее атмосферное

давление, ρ – плотность жидкости. С другой стороны, за счет кривизны цилиндрической поверхности это же давление можно представить как $p_0 - \sigma / R$, где R – модуль радиуса кривизны. Учитывая, что дифференциал дуги $ds = dy / \cos \varphi$,

запишем $\frac{1}{R} = \left| \frac{d\varphi}{ds} \right| = -\frac{d\varphi}{dy} \cos \varphi$ (знак минус, поскольку приращению координаты y соответствует уменьшение φ).

Приравняем приведенные выражения для давления. После разделения переменных получаем уравнение

$$\rho g y dy = -\sigma \cos \varphi d\varphi.$$

Интегрируя его в пределах от $(y = 0, \varphi = \frac{1}{2} \pi)$ до $(y = h, \varphi = \vartheta_k)$, получаем

$$h = \sqrt{\frac{2\sigma(1 - \sin \vartheta_k)}{\rho g}}. \tag{10}$$

Например, для воды при комнатной температуре при полном смачивании

$(\vartheta_k = 0)$ данная формула дает $h = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}} \approx 3.7$ мм. Вес всей приподнятой у стенки

жидкости будет равен вертикальной компоненте силы поверхностного натяжения $\mathcal{F} = \sigma l \cos \vartheta_k$, где l – длина стенки.

Для целей настоящей задачи важен вопрос о силе, действующей на вертикальную пластинку при ее вынимании из жидкости. Поднимающаяся пластинка за счет поверхностного натяжения увлекает жидкость за собой. Здесь возможны два сценария поведения жидкости в зависимости от толщины пластинки a . Этот

вопрос подробно рассмотрен в ряде работ, например [1, §109]. Не вдаваясь в подробности, приведем только главные результаты.

1) Если толщина пластинки a не мала, а именно

$$a > a_{\kappa} \approx \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}},$$

то при полном смачивании в момент отрыва угол φ наклона касательной к поверхности жидкости относительно пластины уменьшается до нуля. При этом в сечении поднимающегося за пластинкой столба жидкости образуется сужение-перетяжка (точка с $\varphi = \frac{1}{2} \pi$, рис.6а).

2) Если пластинка тонкая $a < a_{\kappa}$, то перетяжка не образуется, а угол касательной

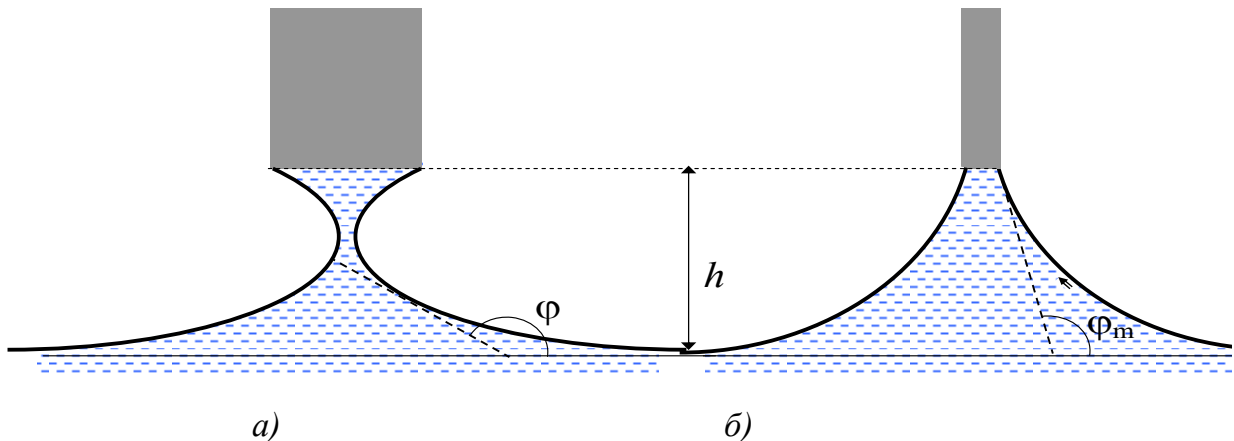


Рис.6 Жидкость у конца вертикальной пластины в поле тяжести:
а) толстая пластинка; б) тонкая пластинка

достигает некоторого предельного значения φ_m (рис.6б).

Плотность силы f , действующей вниз со стороны жидкости на единицу длины пластины в момент отрыва ($h = h_m$) определяется отрицательным гидростатическим давлением поднявшегося столба жидкости и силами поверхностного натяжения на границе пластинки

$$f = a \rho g h_m + 2\sigma \sin \varphi_m = 2a\sqrt{\rho g \sigma} \cos \frac{\varphi_m}{2} + 2\sigma \sin \varphi_m. \quad (11)$$

Множитель 2 во втором слагаемом связан с наличием жидкости у двух поверхностей пластинки. Отметим, что для случая 1) при полном смачивании $\varphi_m = 0$ и $f = 2a\sqrt{\rho g \sigma}$.

Если $a \ll a_k$, то из анализа решения следует, что первым (гидростатическим) слагаемым в (11) можно пренебречь, а $\varphi \approx \frac{1}{2} \pi$, так что

$$f = 2\sigma. \quad (12)$$

Ввиду своей простоты этот случай удобен для экспериментального измерения вязкости жидкости. Подробности вывода всех указанных формул можно посмотреть в [1, §109].

Метод измерения поверхностного натяжения

В данной задаче используется вариант метода Дю Нуи (du Noüy), состоящий в измерении силы отрыва от поверхности жидкости горизонтально подвешенного тонкого металлического кольца. Вместо кольца в данной задаче использована цилиндрическая оболочка из дюралю¹ толщиной $a = 0.2$ мм. Для воды рассмотренная выше критическая толщина пластинки $a_k \simeq 2.6$ мм, так что условие $a \ll a_k$, необходимое для выполнения соотношения (12), достаточно хорошо выполняется. Поскольку радиус оболочки $R = 30.5$ мм много больше радиуса кривизны поверхности жидкости у края пластинки ($\sim 1.5 \div 2$ мм), то рассмотренную выше теорию для пластинки можно приближенно применить и к нашей цилиндрической оболочке. Отметим, что формула (12) получена для случая полного смачивания. В остальных случаях нужно вводить безразмерный поправочный коэффициент k , зависящий от материала кольца и состояния его поверхности, в том числе наличия микрорельефа (в современных тензиометрах данного типа промышленным стандартом является полированное кольцо из сплава платина-иридий). Таким образом, полную силу со стороны жидкости в момент отрыва кольца можно представить в виде

$$\mathcal{F} = k2\sigma 2\pi R = 2k\sigma\pi D, \quad (13)$$

где D – диаметр кольца (полусумма внешнего и внутреннего диаметров).

¹ Сплав алюминия с Cu, Mg и Mn

Экспериментальная установка

Общий вид установки показан на рис.7. Измерительное кольцо 1 постоянно подвешено на тонких нитях к динамометру 2 с ценой деления 1 мН. Стекло-ный сосуд из термостойкого стекла 3 с водой установлен на раздвижной под-ставке 4, обеспечивающей плавное перемещение по высоте вращением ручки 5.

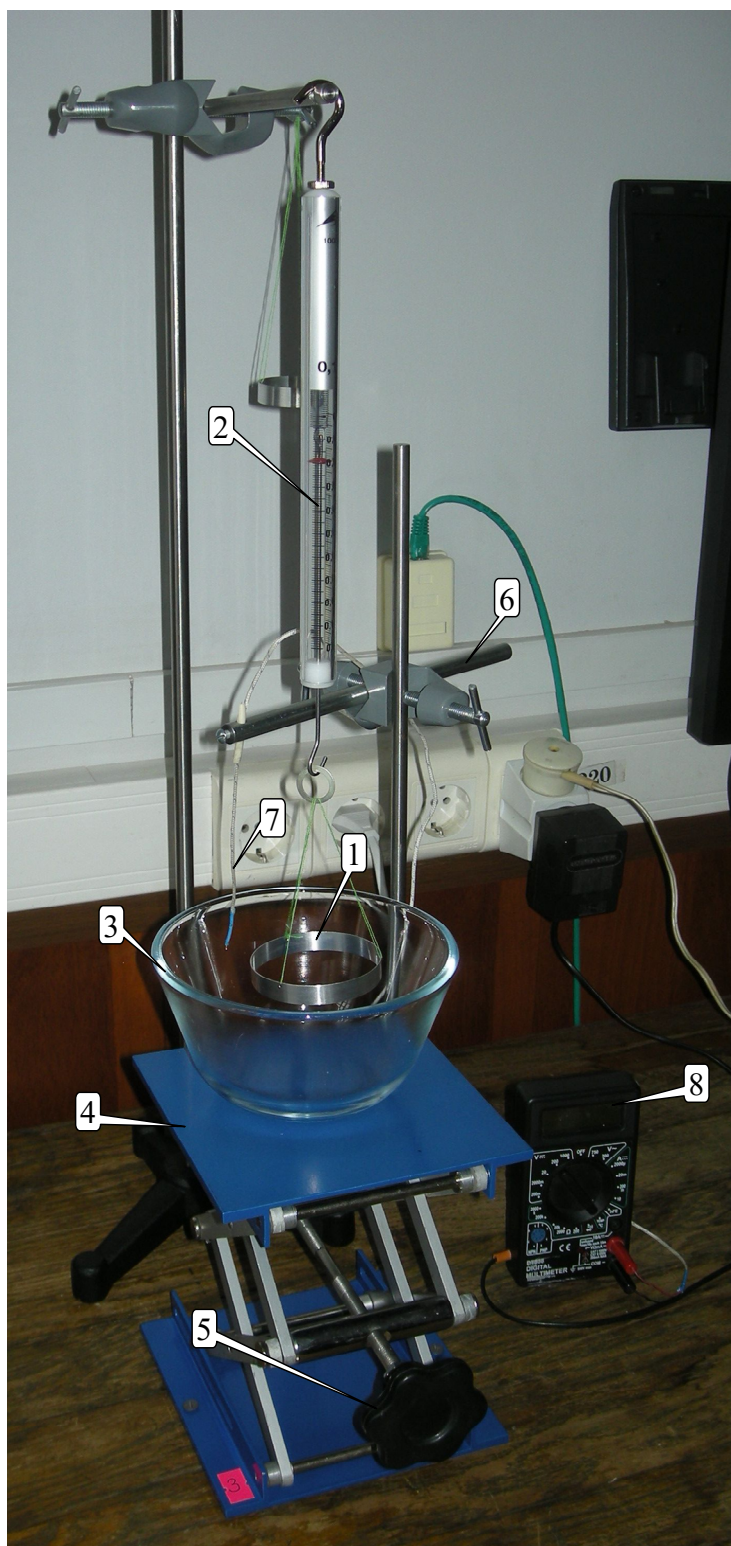


Рис.7
Установка для
измерения
поверхностного
натяжения методом
отрыва кольца

На подставке закреплен держатель для термопары 6, нижний конец которой должен быть погружен в верхний слой жидкости. Температура измеряется непосредственно в градусах Цельсия подключенным к термопаре мультиметром 7. При измерениях сосуд с жидкостью поднимается раздвижной подставкой до контакта кольца с жидкостью, а затем медленно опускается. Разность показаний динамометра в момент отрыва кольца и исходного веса кольца используется для расчета коэффициента поверхностного натяжения по формуле (13). Данный метод позволяет проводить измерения при разных температурах жидкости.

Эксперимент

Подготовка к измерениям

Перед началом измерений нужно убедиться в горизонтальности подвешенного кольца. В случае заметных отклонений от горизонтали обратиться к сотрудникам практикума для юстировки.

Для получения стабильных результатов и максимального смачивания кольца обезжирены, поэтому к ним нельзя прикасаться руками.

Спай термопары должен быть погружен в жидкость на минимальную глубину, поскольку измерения поверхностного натяжения проводятся на поверхностном слое жидкости, а при естественном охлаждении горячей жидкости температура зависит от глубины. Правильное погружение термопары обеспечивается наливом воды до нужного уровня или регулировкой держателя 6 термопары по высоте. Термопара не должна мешать перемещению кольца по вертикали. Установка уже отрегулирована, и работа с ней сводится только к подъему и опусканию площадки путем вращения ручки 5.

Измерения

Измерения проводятся по описанной выше процедуре с фиксацией в таблице температуры и полученных значений сил отрыва кольца.

Кольцо погружать в жидкость на глубину не более 1/3 его высоты, не допуская намочания нитей подвеса.

После отрыва кольца от жидкости надо подождать окончания колебаний кольца на пружине динамометра.

Нельзя пытаться останавливать колебания кольца руками или какими-то предметами. Это неминуемо приведет к перекосу кольца и к необходимости новой юстировки.

В диапазоне температур, доступных в данной задаче, коэффициент поверхностного натяжения воды меняется мало, около 14%. Учитывая небольшую точность измерений, достаточно измерить две крайние точки диапазона – при комнатной температуре и при температуре, близкой к температуре кипения воды.

1. Залейте в сосуд воду при комнатной температуре, и проведите измерение силы отрыва кольца 3 раза. Результат запишите в таблицу.
2. Опустите сосуд ниже уровня кольца, снимите сосуд с подставки, вылейте воду и снова установите на подставку на исходную рабочую высоту.
3. Залейте в сосуд до нужного уровня воду, нагретую до кипения. Ввиду быстрого остывания воды нужно **сразу** выполнить 2-3 однократных измерения при высоких температурах (90 - 75°C), записывая температуру при каждом измерении. При погружении кольца в горячую воду нужно немного подождать (около 10 секунд) для установления теплового равновесия кольца с жидкостью.

Обработка результатов

- 1) Найдите силу поверхностного натяжения \mathcal{F} как разность сил при отрыве кольца от воды и веса кольца в воздухе. Рассчитайте коэффициент поверхностного натяжения

$$\sigma = \frac{\mathcal{F}}{2k\pi D},$$

учитывая случайные ошибки измерения (для измерений при комнатной температуре), и приборные погрешности динамометра ± 0.5 мН и измерителя температуры ± 1 °С.

Значения среднего диаметра кольца D приведены на установке. Типичные значения $D = 61$ мм. Величина k зависит от материала кольца и микрорельефа его поверхности. Если он не указан на установке, то его значение можно взять 0.91.

- 2) Постройте график зависимости $\sigma(T)$, затем с помощью МНК с учетом интервалов погрешностей каждой экспериментальной точки аппроксимируйте эту зависимость прямой линией и найдите ее коэффициент наклона $d\sigma/dT$. Предполагая линейность зависимости $\sigma(T)$, по формулам (7), (8) рассчитайте и постройте графики зависимости от температуры теплоты изотермического образования единицы поверхности $q(T)$ и внутренней энергии единицы поверхности $U(T)$.

Основные итоги работы

В результате выполнения задачи должен быть измерен коэффициент поверхностного натяжения воды в зависимости от температуры и построены графики температурной зависимости теплоты изотермического образования единицы поверхности $q(T)$ и внутренней энергии единицы поверхности $U(T)$, рассчитан параметр a в формуле Этвеша и записаны выводы.

Литература

1. Алешкевич В.А. Курс общей физики. Молекулярная физика. М.: Физматлит, 2016. Лекция 16.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. В 5 томах. Том 2. Термодинамика и молекулярная физика. М.: Физматлит, 2014. Глава IX.
3. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Лань, 4-е изд., 2010, §34.

Контрольные вопросы

1. Что такое поверхностное натяжение?
2. Силовое и энергетическое определения коэффициента поверхностного натяжения.
3. Какие факторы влияют на значение коэффициента поверхностного натяжения?

4. Как направлены силы поверхностного натяжения по отношению к поверхности жидкости и по отношению к линии, ограничивающей поверхность жидкости?
5. Внутренняя и свободная энергия поверхностей раздела фаз, их дифференциалы.
6. Условия равновесия фаз и влияние на них кривизны поверхности раздела.
7. Каково дополнительное давление, создаваемое искривленной поверхностью контакта фаз?
8. Как влияет температура на поверхностное натяжение? При какой температуре коэффициент поверхностного натяжения равен нулю?
9. Зависимости сил межмолекулярного взаимодействия от расстояния между молекулами (график).
10. Условия равновесия жидкости на поверхности твердого тела. Краевой угол, типы смачивания и их связь с краевым углом.
11. Измерение поверхностного натяжения методом отрыва кольца.