

процессов и т. д. Адсорбируясь на поверхности металла или горной породы, молекулы поверхностно-активных веществ проникают внутрь микротрещин. Адсорбированный слой способствует дальнейшему развитию трещин в глубь тела. Поэтому разрушение твердого тела в присутствии поверхностно-активных веществ происходит при меньших внешних усилиях.

### § 14.6. Смачивание и капиллярные явления

1. Опыты показывают, что свободная поверхность жидкости около стенок сосуда, вообще говоря, искривлена и имеет вид, изображенный на рис. 14.2: Искривленную свободную поверхность жидкости называют **мениском**. Для характеристики мениска вводят **краевой угол**  $\vartheta$  между смоченной поверхностью стенки и мениском в точках их пересечения. Если  $\vartheta < 90^\circ$  (рис. 14.2, а), то говорят, что жидкость **смачивает** стенку, если  $\vartheta > 90^\circ$  (рис. 14.2, б), то говорят, что жидкость **не смачивает** стенку.

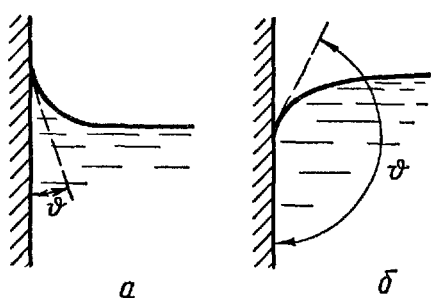


Рис. 14.2.

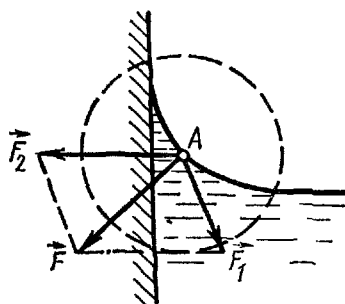


Рис. 14.3

Искривление поверхности жидкости и появление мениска вызвано тем, что молекулы жидкости, находящиеся вблизи стенки сосуда или другого твердого тела, взаимодействуют не только друг с другом, но и с частицами твердого тела. Рассмотрим произвольную молекулу  $A$  поверхностного слоя жидкости, находящуюся вблизи плоской стенки сосуда (рис. 14.3). Ее сфера молекулярного действия показана на рисунке пунктиром. Обозначим через  $F_1$  результирующую силу притяжения молекулы  $A$  всеми остальными молекулами жидкости, а через  $F_2$ — силу притяжения ее частицами стенки. Из соображений симметрии ясно, что сила  $F_2$  направлена перпендикулярно к стенке. Направление силы  $F_1$  зависит от формы мениска и положения молекулы  $A$  относительно стенки. В простейшем случае плоского мениска эта сила направлена под углом  $45^\circ$  к стенке, если молекула  $A$  находится около самой стенки (рис. 14.4).

Сила тяжести молекулы пренебрежимо мала по сравнению с силами  $F_1$  и  $F_2$ . Поэтому можно считать, что результирующая сила  $F$ , действующая на молекулу  $A$ , равна сумме сил  $F_1$  и  $F_2$ . Молекула находится в равновесии только в том случае, если сила  $F$  направлена перпендикулярно к поверхности жидкости. В противном случае молекула перемещалась бы вдоль этой поверхности. Направление силы  $F$  зависит от направления силы  $F_1$  и соотношения между величинами сил  $F_1$  и  $F_2$ .

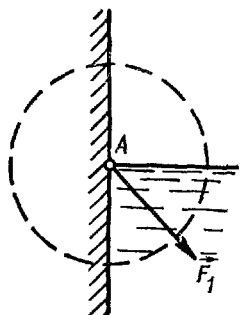


Рис. 14.4

Возможны следующие три случая (рис. 14.5):  
 а) сила  $F$  параллельна поверхности стенки, поверхность жидкости плоская и  $\vartheta = 90^\circ$  (рис. 14.5, а);

б) сила  $F$  направлена в сторону стенки, т. е. силы притяжения молекулы  $A$  частицами стенки преобладают над силами притяжения ее молекулами жидкости. При этом жидкость имеет вогнутый мениск и  $\vartheta < 90^\circ$ , т. е. жидкость **смачивает** стенку (рис. 14.5, б);

в) сила  $F$  направлена в сторону жидкости, т. е. силы притяжения молекулы  $A$  молекулами жидкости преобладают над силами притяжения ее частицами стенки. В этом случае мениск выпуклый и  $\vartheta > 90^\circ$ , так что жидкость **не смачивает** стенку (рис. 14.5, в)

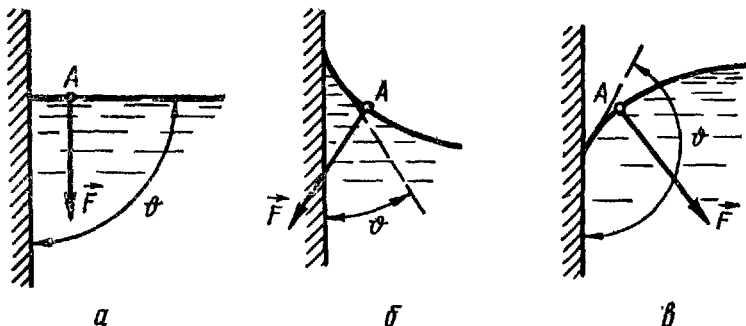


Рис. 14.5.

2. Вследствие действия сил поверхностного натяжения искривленный поверхностный слой производит на жидкость давление  $\Delta p$ , дополнительное по отношению к внешнему давлению  $p$ . В этом отношении существует аналогия с действием растянутой упругой оболочки (например, резиновой камеры) на заключенный внутри нее газ.

Найдем выражение для давления  $\Delta p$  в простейшем случае, когда мениск имеет форму цилиндрической поверхности с постоянным радиусом кривизны  $R$ . Рассмотрим бесконечно малый элемент поверхностного слоя  $ABCD$ , вырезанный вдоль образующей цилиндра

(рис. 14.6, а). На этом же рисунке показаны силы, действующие на элемент  $ABCD$  со стороны остальной части поверхностного слоя, причем

$$dF_2 = dF_4 = \alpha \cdot dl$$

и

$$dF_1 = dF_3 = \alpha R \cdot d\varphi.$$

Легко видеть, что равнодействующая сил  $dF_1$  и  $dF_3$  равна нулю, так как эти силы численно равны и направлены в противоположные стороны. Сила  $dF_2$  направлена перпендикулярно к плоскости  $AOB$ ,

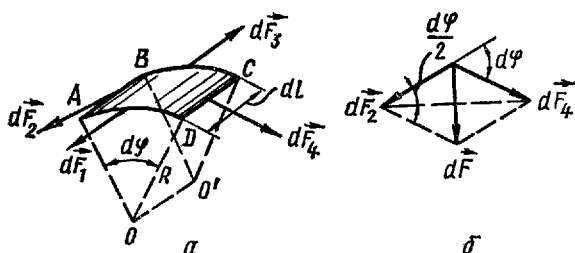


Рис. 14.6.

а сила  $dF_4$  — перпендикулярно к плоскости  $COD$ . Следовательно, угол между этими силами равен  $(\pi - d\varphi)$  и их равнодействующая  $dF$  отлична от нуля. Из рис. 14.6, б видно, что

$$dF = 2dF_2 \cdot \sin \frac{d\varphi}{2} = 2\alpha \cdot dl \sin \frac{d\varphi}{2}.$$

Так как при малых углах

$$\sin \frac{d\varphi}{2} = \frac{d\varphi}{2},$$

то

$$dF = \alpha \cdot dl \cdot d\varphi = \frac{\alpha}{R} \cdot dl \cdot R \cdot d\varphi = \frac{\alpha}{R} \cdot dS, \quad (14.13)$$

где  $dS = dl \cdot R \cdot d\varphi$  — площадь поверхности элемента  $ABCD$ .

Сила  $dF$  перпендикулярна к поверхности элемента  $ABCD$  и направлена к оси ее кривизны  $OO'$ . Эта сила и вызывает появление дополнительного давления  $\Delta p$ :

$$\Delta p = \frac{dF}{dS} = \frac{\alpha}{R}. \quad (14.14)$$

П. Лаплас доказал, что дополнительное давление, производимое на жидкость поверхностным слоем произвольной формы,

$$\Delta p = \alpha \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (14.15)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы кривизны двух любых взаимно перпенди-

к у л я р н ы х нормальных сечений<sup>1</sup>  $M_1N_1$  и  $M_2N_2$  поверхности в рассматриваемой точке  $A$  (рис. 14.7).

В формуле (14.15) радиус кривизны  $R_1$  или  $R_2$  считается положительным, если центр кривизны соответствующего сечения лежит в н у т р и жидкости. В противном случае радиус кривизны сечения считается отрицательным. Следовательно, дополнительное

давление  $\Delta p > 0$ , если мениск выпуклый, и  $\Delta p < 0$ , если он вогнутый.

Формула (14.14) является частным случаем (14.15), так как для нормального сечения цилиндрической поверхности, перпендикулярного оси,  $R_1 = R$ , а для нормального сечения, проходящего через ось,  $R_2 = \infty$ .

В случае плоской поверхности  $R_1 = R_2 = \infty$  и дополнительное давление отсутствует. Для сферической поверхности  $R_1 = R_2 = R$  и

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R}. \quad (14.16)$$

Таково избыточное давление внутри пузырька газа радиуса  $R$ , находящегося внутри жидкости около ее поверхности. Избыточное давление внутри мыльного пузырька такого же радиуса вдвое больше, так как оно вызвано действием обоих поверхностных слоев тонкой сферической мыльной пленки:

$$\Delta p = \frac{4\sigma}{R}. \quad (14.17)$$

3. Уровень жидкости в узких сосудах (капиллярах) отличается от уровня жидкости в сообщающемся с ними широком сосуде. Уровень жидкости в капилляре ниже, чем в сосуде (рис. 14.8 а), если жид-

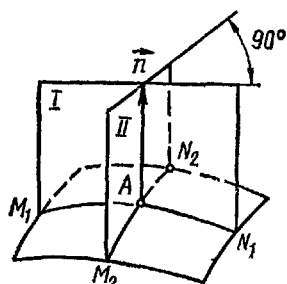


Рис. 14.7.

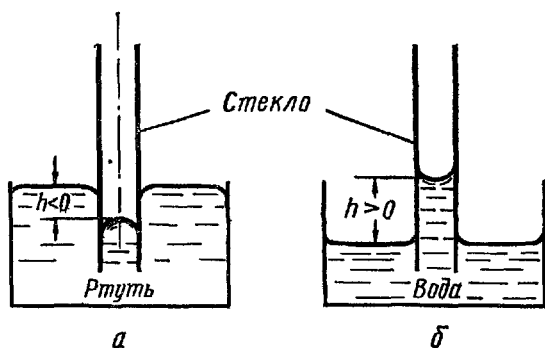


Рис. 14.8.

<sup>1</sup> Нормальным сечением поверхности в точке  $A$  называют кривую, получающуюся в результате пересечения поверхности с плоскостью, проходящей через нормаль к поверхности в этой точке

кость не смачивает стенки капилляра. Он выше, чем в сосуде, если жидкость смачивает стенки капилляра (рис. 14.8, б). Эти явления вызваны большой кривизной мениска жидкости в капилляре, а следовательно, большой величиной добавочного давления.

В широком сосуде поверхность жидкости практически плоская и добавочное давление равно нулю. Поэтому различие в уровнях жидкости в капилляре и сосуде зависит только от давления  $\Delta p_{\kappa}$ . Алгебраическая сумма давления  $\Delta p_{\kappa}$  и гидростатического давления избыточного столба  $h$  жидкости в капилляре должна быть равна нулю:

$$\Delta p_{\kappa} + \rho gh = 0,$$

где  $\rho$  — плотность жидкости.

Таким образом, высота поднятия жидкости в капиллярах

$$h = - \frac{\Delta p_{\kappa}}{\rho g}. \quad (14.18)$$

Если капилляр представляет собой круглую цилиндрическую трубку с радиусом канала  $r$ , то мениск имеет сферическую форму.

Как видно из рис. 14.9, радиус мениска

$$R = \frac{r}{\cos(180^\circ - \vartheta)} = - \frac{r}{\cos \vartheta}. \quad (14.19)$$

Добавочное давление  $\Delta p_{\kappa}$  и высота  $h$  поднятия жидкости в круглом капилляре соответственно равны:

$$\Delta p_{\kappa} = \frac{2\alpha}{R} = - \frac{2\alpha \cos \vartheta}{r}$$

и

$$h = \frac{2\alpha \cos \vartheta}{r\rho g}. \quad (14.20)$$

В том случае, когда капилляр имеет форму узкой щели с постоянной толщиной  $\delta$ , мениск имеет цилиндрическую форму, причем его радиус

$$R = - \frac{\delta}{2\cos \vartheta}. \quad (14.21)$$

Следовательно,

$$\Delta p_{\kappa} = \frac{\alpha}{R} = - \frac{2\alpha \cos \vartheta}{\delta},$$

$$h = \frac{2\alpha \cos \vartheta}{\delta\rho g}. \quad (14.22)$$

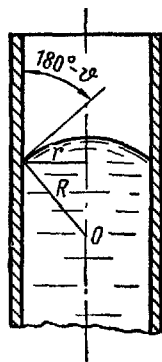


Рис. 14.9.

4. Капиллярные явления играют большую роль в природе и технике. Так, например, влагообмен в почве осуществляется за счет поднятия воды по тончайшим капиллярам. Поэтому перепахивание почвы, разрушающее эти капилляры, способствует сохранению в ней влаги. Примерами капиллярных процессов являются процессы поднятия жидкостей по фитилям, впитывание влаги гигроскопическими телами и др.

На явлении смачивания жидкостью одних твердых веществ и несмачивания других основан флотационный метод обогащения руды. Принцип флотации состоит в следующем. Мелко измельченная по-

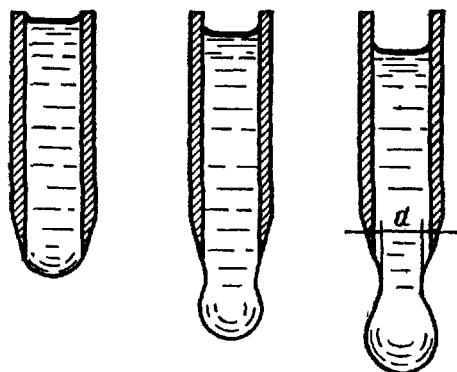


Рис. 14.10.

рода, содержащая частицы руды и бесполезных примесей («пустой» породы), перемешивают с жидкостью, которая смачивает только частицы «пустой» породы. Через эту смесь продувают воздух. Пузырьки воздуха «прилипают», к несмачиваемым жидкостью частицам руды и уносят их на поверхность. Частицы «пустой» породы, к которым пузырьки воздуха не прилипают, постепенно осаждаются на дно.

Защита металлических поверхностей от коррозии с помощью масляных пленок основана на несмачивании водой жирных поверхностей. Непромокаемую одежду изготавливают из тканей, которые не смачиваются водой. Наоборот, при крашении важно, чтобы поверхность тела хорошо смачивалась красителем.

5. Существует ряд экспериментальных методов определения коэффициентов поверхностного натяжения жидкостей. Один из них основан на том, что при медленном вытекании жидкости из круглой трубки сила тяжести капли  $P$  в момент отрыва равна силе поверхностного натяжения, действующей по окружности «шейки» капли:

$$P = \alpha d, \quad (14.23)$$

где  $d$  — диаметр «шейки» капли (рис. 14.10).

В опыте измеряют число  $n$  капель, образующихся при вытекании из трубки определенного объема  $V$  жидкости. Умножая обе части формулы (14.23) на  $n$ , получим

$$nP = n\alpha d,$$

причем

$$nP = V\rho g,$$

где  $\rho$  — плотность жидкости.

Из последних двух формул следует

$$\alpha = \frac{V_{\text{ог}}}{\pi d n}. \quad (14.24)$$

Диаметр  $d$  «шейки» капли находят либо путем фотографирования процесса отрыва капель, либо путем наблюдения этого процесса в теневой проекции.

Другие методы определения  $\alpha$  основаны на измерении силы, необходимой для отрыва кольца или пластины от поверхности смачивающей их жидкости, на измерении высоты поднятия жидкости в капиллярах, давления внутри газового пузырька и т. д.

### § 14.7. Давление насыщенных паров над искривленной поверхностью жидкости

1. **Насыщенным паром** называют пар, находящийся в термодинамическом равновесии с жидкостью или твердым телом, имеющими тот же химический состав. Между жидкостью и ее насыщенным паром существует динамическое («подвижное») равновесие: число молекул, вырывающихся за единицу времени из жидкости и переходящих в паровую фазу, равно числу молекул пара, возвращающихся в жидкость за то же время.

Таким образом, непрерывно совершаются два взаимно компенсирующих друг друга процесса — испарение жидкости и конденсация пара.

Силы взаимного притяжения между молекулами жидкости противодействуют переходу молекул из жидкости в пар. Поэтому «испаряться» могут лишь наиболее быстро движущиеся молекулы, кинетическая энергия которых достаточна для совершения работы против сил притяжения этих молекул другими частицами жидкости. Эту работу можно назвать работой выхода молекул из жидкости. С повышением температуры увеличиваются скорости молекул и соответственно возрастает интенсивность испарения. При этом должен усилиться и компенсирующий процесс конденсации пара, идущий тем интенсивнее, чем больше концентрация молекул в паре, т. е. чем больше его давление. Следовательно, с повышением температуры жидкости давление ее насыщенного пара возрастает.

2 Работа выхода для молекулы, находящейся на поверхности жидкости,

$$A = \int_0^{\infty} F \cdot dx,$$

где  $F$  — численное значение силы притяжения рассматриваемой молекулы остальными частицами жидкости, а  $x$  — расстояние, измеряемое от поверхности жидкости по нормали к ней