приставку «квази». Это будем делать и мы, когда такое сокращение не вызывает недоразумений.

2. Значение квазистатических процессов состоит в том, что они сильно упрощают термодинамические исследования. Это объясняется тем, что для мгновенного описания состояния системы, совершающей квазистатический процесс, требуется *столько же параметров, сколько и для описания равновесного состояния.* В случае газа таких параметров два, например объем и температура. Для более сложных систем число параметров может быть другим, но, если процесс квазистатический, оно, как правило, невелико. Напротив, для описания состояния системы, совершающей какой-либо сложный неквазистатический процесс, например турбулентное движение жидкости или газа, требуется, вообще говоря, *бесконечное множество* параметров.

Квазистатические процессы в строгом смысле этого слова никогда не реализуются в природе. Они являются абстракциями. Но к ним можно подойти сколь угодно близко. Очень многие реальные процессы, идущие с конечными скоростями, часто могут считаться приблизительно квазистатическими. Таковы, например, процессы расширения газов в цилиндрах тепловых двигателей или компрессоров. Образование сгущений и разрежений воздуха в звуковой волне также может рассматриваться как приблизительно квазистатический процесс.

3. В термодинамике часто встречаются следующие квазистатические процессы: 1) *изохорный процесс* — процесс, происходящий при постоянном объеме ($V = \text{const}$); 2) *изобарный процесс* — процесс, в котором давление остается постоянным ($P = \text{const}$); 3) *изотермический процесс* — процесс, происходящий при постоянной температуре ($T = \text{const}$). Как и все квазистатические процессы, указанные процессы можно графически изобразить непрерывными линиями (см. следующий параграф). Соответствующие кривые называются *изохорой* ($V = \text{const}$), *изобарой* ($P = \text{const}$) и *изотермой* ($T = \text{const}$).

§ 12. Макроскопическая работа

1. Рассмотрим снова газ в цилиндре с поршнем (рис. 7). Вычислим бесконечно малую или *элементарную работу* δA, совершаемую газом при бесконечно малом квазистатическом расширении, в котором его объем увеличивается на dV. Сила давления газа на поршень равна $F = PS$, где S — площадь поршня. Если поршень переместится на расстояние dx, то газ совершит работу $\delta A = F\,dx = PS\,dx$ или

$$\delta A = P\,dV, \tag{12.1}$$

так как приращение объема равно $dV = S\,dx$.

Выражение (12.1) справедливо и в общем случае квазистатического изменения объема любого тела, находящегося под постоянным внешним давлением. Допустим, например, что газ заключен в мягкую эластичную оболочку и эта оболочка квазистатически расширяется (рис. 8). Работа, совершаемая газом при перемещении элемента площади dS оболочки на расстояние dn вдоль нормали, равна $P\,dS\,dn$, или $P\,dV$, где $dV = dS\,dn$ — элементарный объем, заштрихованный на рис. 8. Чтобы найти элементарную работу δA при перемещении всех элементов оболочки, надо выражение $P\,dV$ проинтегрировать по объему слоя между двумя последовательными бесконечно близкими положениями оболочки. Так как давление P одно и то же по всей оболочке, то его можно вынести из-под знака интеграла. Таким путем получится $\delta A = P\int dV = P\,\Delta V$, где ΔV — объем

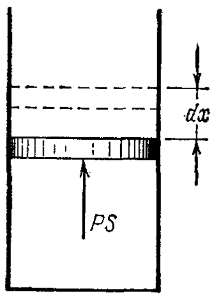

Рис. 7.

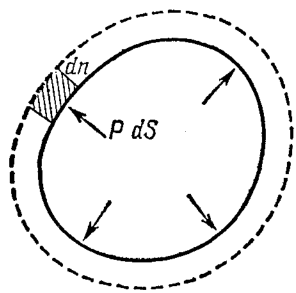

Рис. 8.

вышеуказанного слоя, равный приращению объема газа в рассматриваемом процессе. Введя для него прежнее обозначение dV, мы снова придем к формуле (12.1). Для применимости вывода несущественно, что в оболочке помещен газ. Вывод справедлив для любого вещества, находящегося под постоянным давлением. Несущественно также наличие оболочки. Ее роль может играть поверхность тела.

В случае квазистатических процессов внутреннее давление P газа в пределе всегда равно внешнему давлению на поршень $P_{\text{внеш}}$. Только тогда внутреннее состояние газа может быть охарактеризовано двумя параметрами P и V и только тогда процесс может быть равновесным и идти бесконечно медленно. В противном случае возникнет ускоренное макроскопическое движение поршня и частей газа с конечными скоростями, и для описания внутреннего состояния газа потребуется бесконечное множество параметров. Если процесс неквазистатический, но внешнее давление по всей поверхности системы одно и то же, то работа внешних сил представится выражением

$$\delta A_{\text{внеш}} = -P_{\text{внеш}}\,dV. \qquad (12.2)$$

Для квазистатических процессов $P_{\text{внеш}} = P$, а потому $\delta A_{\text{внеш}} = -\delta A$.

В случае неравновесных процессов, происходящих с ускорением, это, вообще говоря, несправедливо, и для работы системы нельзя написать никакого простого выражения. Таким образом, формула (12.1) относится только к случаю квазистатических процессов. В этом параграфе предполагается, что все процессы — квазистатические.

2. Чтобы от элементарной работы δA перейти к работе для конечного процесса, надо вычислить интеграл

$$A = \int P\,dV. \tag{12.3}$$

Однако такое вычисление возможно только тогда, когда давление является определенной функцией объема V. Между тем, согласно уравнению состояния, P зависит не только от V, но и от T. Меняя в ходе процесса различным образом температуру системы, можно перевести ее из начального состояния в конечное бесчисленным множеством способов. Каждому из этих способов соответствует своя функция $P = P\,(V)$ и свое значение интеграла в формуле (12.3). Таким образом, *работа A не определяется заданием начального и конечного состояний системы. Ее величина зависит также от способа или «пути» перехода системы из начального состояния в конечное.* Про величины такого рода говорят, что они *не являются функциями состояния.* Напротив, величины, имеющие вполне определенные значения в каждом состоянии системы, называются *функциями состояния.* Такова, например, температура системы в состоянии термодинамического равновесия.

3. Разобраться в существе дела проще всего с помощью графического метода. Он использует то обстоятельство, что равновесное состояние физически однородного и изотропного тела полностью определяется заданием двух параметров, например V и P. Температура T может быть найдена по ним из уравнения состояния $T = T\,(V,\,P)$. Состояние тела задается точкой на координатной плоскости, причем по горизонтальной оси откладывается объем V, а по вертикальной — давление P. Такая плоскость для краткости называется плоскостью VP. Когда система совершает квазистатический процесс, точка, изображающая ее состояние, описывает на плоскости VP непрерывную линию. Таким образом, квазистатические процессы изображаются непрерывными кривыми. Вместо переменных V, P можно пользоваться переменными T, V, или T, P. Однако для графического представления работы наиболее удобны переменные V, P. Неравновесные состояния и неравновесные процессы нельзя изображать точками и кривыми на плоскости, так как для задания неравновесного состояния двух параметров недостаточно. Неравновесные состояния характеризуются, вообще говоря, бесконечным множеством параметров.

Пусть система квазистатически переходит из состояния M в состояние N вдоль кривой $M1N$ (рис. 9). Эта кривая определяет давление P как вполне определенную функцию объема V. После этого работа системы A определится однозначно. Она численно равна площади «криволинейной трапеции» $M_1M1NN_1M_1$. Если систему заставить переходить из того же начального в то же конечное состояние вдоль другой кривой $M2N$, то соответствующая работа A_1 изобразится другой площадью $M_1M2NN_1M_1$. Вообще говоря, $A_1 \neq A$.

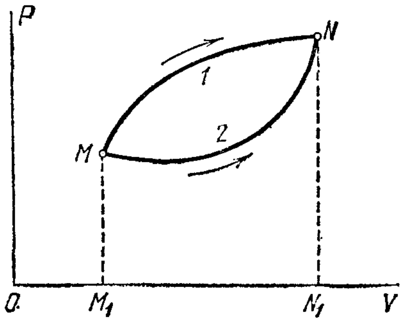

Рис. 9.

Вычислим, например, работу, совершаемую одним молем идеального газа при изотермическом расширении (т. е. при таком расширении, когда температура газа поддерживается постоянной). Для наглядности представим себе газ, заключенный в цилиндр с поршнем, на котором находится груз. Будем бесконечно медленно и непрерывно уменьшать нагрузку на поршень и в то же время подогревать газ, чтобы обеспечить постоянство его температуры во время расширения. Графически процесс расширения газа изобразится на плоскости VP гиперболой $PV = RT = \text{const}$ (рис. 10). Работа, совершенная газом, равна

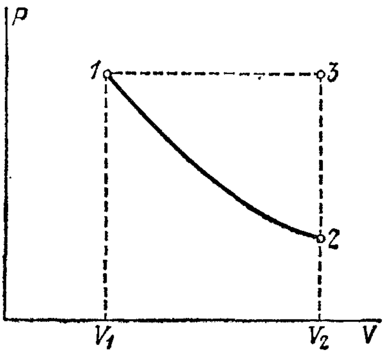

Рис. 10.

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P\,dV = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \qquad (12.4)$$

Можно перевести газ из начального состояния *1* в конечное состояние *2* бесчисленным множеством других способов. Например, можно, сохраняя давление газа постоянным (т. е. не изменяя нагрузку на поршень), нагреть газ, доведя его объем до значения $V = V_2$. Этот процесс на рис. 10 изображен горизонтальной прямой *1—3*; при этом газ совершит работу $A_1 = P_1 (V_2 - V_1)$. Затем, закрепив неподвижно поршень и охлаждая газ, можно довести его давление до значения P_2. Этот процесс происходит без совершения работы; на рис. 10 он изображен вертикальной прямой *3—2*. В результате система перейдет в то же конечное состояние *2*, совершив работу $A_1 = P_1 (V_2 - V_1) > A$. Приведенный пример наглядно показывает, что работа зависит не только от начального и конечного состояний, но и от способа (или пути) перехода системы из одного состояния в другое. Значит, работа не есть функция состояния.

4. Если в результате изменений система вернулась в исходное состояние, то говорят, что она совершила *круговой процесс* или *цикл*. Такой процесс, если он квазистатический, на диаграмме VP изображается *замкнутой кривой* (рис. 11). Работа, совершенная системой в круговом процессе, численно равна площади цикла, заштрихованной на рис. 11. При этом, если точка, изображающая состояние системы, описывает цикл по часовой стрелке, то работа системы положительна. Если же цикл проходится в направлении против часовой стрелки, то она отрицательна.

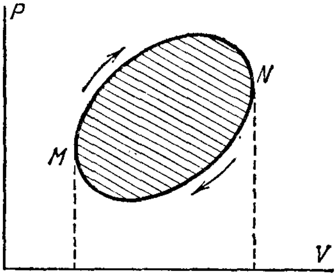

Рис. 11.

5. Мы нашли выражение для элементарной работы и выяснили свойства этой величины на примере газа или изотропного однородного тела, находящегося под постоянным внешним давлением. Внутреннее состояние таких систем определяется двумя параметрами, например P и V. Поэтому их можно назвать *простыми системами* или *системами с двумя степенями свободы*. Могут быть системы со многими степенями свободы, внутреннее состояние их определяется температурой T и какими-то внешними параметрами $a_1, a_2, \ldots, a_n$. В этом случае работа по-прежнему зависит от пути перехода, однако вместо формулы (12.1) следует писать

$$\delta A = A_1\, da_1 + A_2\, da_2 + \ldots + A_n\, da_n, \tag{12.5}$$

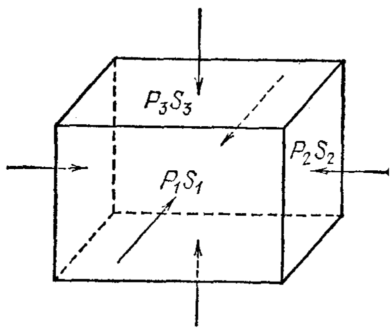

Рис. 12.

где $A_1, A_2, \ldots$ — функции параметров $a_1, a_2, \ldots$ и температуры T, называемые *обобщенными силами*. Рассмотрим, например, прямоугольный параллелепипед из однородного изотропного вещества (рис. 12). Если на его грани действуют нормальные давления P_1, P_2, P_3, то элементарная работа, совершаемая системой, представится выражением

$$\delta A = P_1 S_1\, dx_1 + P_2 S_2\, dx_2 + P_3 S_3\, dx_3,$$

где dx_1, dx_2, dx_3 — удлинения ребер параллелепипеда, а S_1, S_2, S_3 — площади соответствующих граней. Обобщенные силы определяются выражениями $A_1 = P_1S_1$, $A_2 = P_2S_2$, $A_3 = P_3S_3$.

§ 13. Первое начало термодинамики для системы в адиабатической оболочке

1. Пусть термодинамическая система заключена в какую-то оболочку, отделяющую ее от других тел. Различные части оболочки могут перемещаться. Примером может служить цилиндр с поршнем, в котором находится газ. Изменять состояние системы внутри оболочки можно различными способами. Один из них состоит в *механическом перемещении частей оболочки* или, вообще, в *изменении внешних параметров*, определяющих наряду с температурой внутреннее состояние системы. Этот способ, как правило, сопровождается производством механической работы. Работа внешних сил, связанная с перемещением оболочки или с изменением внешних параметров, называется *макроскопической работой*, производимой над системой. Эту величину мы обозначаем буквой $A_{внеш}$ в отличие от работы, производимой самой системой, которая обозначается через A. В предыдущем параграфе приводились формулы для вычисления работы A или $A_{внеш}$ при квазистатических процессах. В этом случае всегда $A = -A_{внеш}$. Теперь рассматривается более общий случай, когда процесс не обязательно квазистатический. Для такого процесса, вообще говоря, $A \neq A_{внеш}$.

Не надо думать, что производство работы обязательно связано с изменением объема системы. Так, в общеизвестных опытах Джоуля по определению механического эквивалента тепла лопасти мешалки являются составными частями оболочки, в которую заключена система, например вода. При вращении мешалки над системой совершается механическая работа. Она проявляется в нагревании воды в калориметре.

Приведем другой пример, в котором внутреннее состояние системы меняется в результате производства механической работы над ней. Возьмем толстостенную трубку из плексигласа, в которую входит плотно подогнанный поршень. К нижней части поршня прикрепим кусочек пироксилиновой ваты. При быстром вдвигании поршня воздух в трубке нагревается настолько сильно, что пироксилин воспламеняется (пневматическое или воздушное огниво).

Но состояние тел в оболочке можно изменять и без механического перемещения ее стенок. Так, воду в калориметре Джоуля или воздух в трубке предыдущего опыта можно нагреть на газовой горелке до той же температуры, до которой они были доведены ранее путем механического перемещения стенок оболочки. В результате эти тела окажутся в тех же самых конечных состояниях. Состояние тел в оболочке можно также менять, воздействуя на них