

Лекция 7**Глава 6. ВЗАИМНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ
ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ**

Одним из основных отличий газов от жидкостей и твердых тел является, как известно, их малая плотность. Средние расстояния между молекулами в газах при условиях, близких к нормальным, приблизительно на порядок больше расстояний между ними в жидкостях и твердых телах. Что будет происходить, если уменьшать эти расстояния, т. е. сжимать газ? На первый взгляд кажется, что при этом система, оставаясь однородной, будет становиться всё более и более плотной, пока, наконец, не превратится в жидкость. Опыт показывает, однако, что часто газ ведет себя совсем не так: при определенном давлении вещество вдруг становится неоднородным и расслаивается на две части (или, как говорят, фазы — жидкую¹ и газообразную) с резко различающимися плотностями, находящиеся в равновесии друг с другом. Дальнейшее сжатие не приводит к повышению давления, а вызывает лишь рост жидкой фазы за счет газообразной, пока, наконец, последняя вовсе не исчезнет и система вновь не станет однородной. Описанное явление называют конденсацией газа.

В чем причина такого «странного» поведения системы? Почему происходит резкое уменьшение расстояний между молекулами какой-то части газа, в то время как в другой его части они находятся по-прежнему далеко друг от друга?

§ 6.1. Изотермы реального газа

Рассмотрим подробнее процесс сжатия газа, который для определенности будем проводить изотермически (рис. 1, нижняя изотерма, температура T_1). При малых плотностях (больших V) поведение газа хорошо описывается уравнением Менделеева — Клапейрона и p растет $\sim \frac{1}{V}$. С дальнейшим уменьшением объёма появляются расхождения между этой зависимостью и экспериментом². Наконец, при некотором объёме V_1' давление перестает возрастать и вплоть до значения V_1 сохраняется постоян-

¹ Иногда система расслаивается на газообразную и твердую фазы. Мы такие случаи рассматривать не будем.

² Если температура процесса не очень высока (далека от критической), то расхождения эти весьма незначительны и с хорошим приближением можно пользоваться уравнением Менделеева — Клапейрона во всем диапазоне изменений давлений газа (от нуля до $p_{\text{к}}$).

ным. Этот диапазон изменений V — область двухфазного состояния вещества. В точке V_1 весь газ превращается в жидкость, и при $V < V_1$ изотерма идет очень круто (ибо описывает уже сжатие жидкости).

На горизонтальном участке изотермы наблюдается динамическое равновесие между жидкостью и её паром¹. Такой пар называется насыщенным или насыщающим. При равновесии число молекул, покидающих в единицу времени жидкость, равно числу частиц, возвращающихся из пара назад. Последнее определяется концентрацией молекул пара и их скоростями, т. е. давлением p_n и температурой T . Именно поэтому после начала конденсации давление перестает расти: уменьшение объема, приводя в первый момент к возрастанию концентрации, увеличивает поток частиц из пара в жидкость, таким образом снижая концентрацию и сохраняя её на прежнем уровне.

При повышении температуры (изотерма T_2 на рис. 1) равновесие между паром и жидкостью смещается в сторону больших давлений. Связано это с возрастанием потока частиц из жидкости в пар, которое легко может быть понято с помощью уже использованной нами ранее кривой энергии взаимодействия двух молекул (рис. 2). С ростом температуры (т. е. полной энергии молекулы) уменьшается потенциальный барьер, который нужно преодолеть частице, чтобы «вырваться на свободу» ($|E_2| < |E_1|$). Вероятность получить ей при столкновении необходимую для этого порцию энергии повышается, и поток вылетающих частиц возрастает. Поскольку поток этот пропорционален произведению концентрации вылетевших частиц на средние тепловые

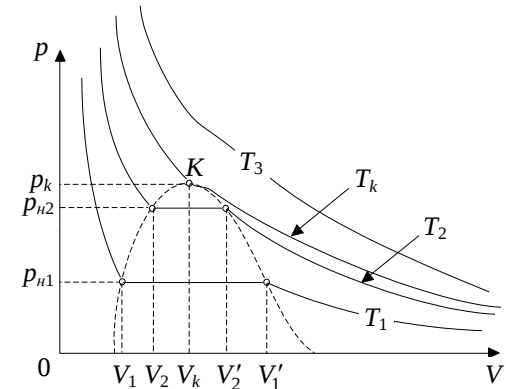


Рис. 1

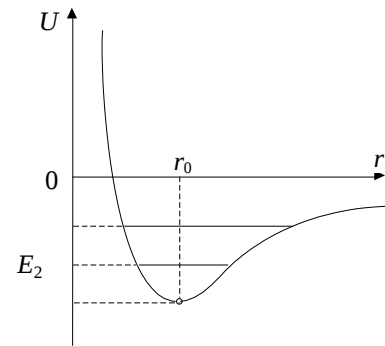


Рис. 2

¹ В явлениях, связанных с фазовыми переходами, газы часто называют парами, хотя никакой разницы между этими понятиями нет.

скорости, а при повышении температуры растёт и то, и другое, то для его компенсации недостаточно повышения лишь температуры пара, а необходимо ещё и возрастание его плотности.

Таким образом, не только $p_{n2} > p_{n1}$ (это могло бы быть достигнуто лишь за счёт роста T), но $V'_2 < V'_1$ (рис. 1), т. е. правые концы горизонтальных участков изотерм при повышении T смещаются влево. Левые же концы этих участков, определяющие объём данной массы жидкости как функцию p и T , смещаются вправо, так как жидкости при нагревании расширяются. Следовательно, горизонтальный участок изотермы по мере роста температуры укорачивается, а плотности жидкости и её насыщенного пара приближаются друг к другу. При некоторой температуре T_k этот участок стягивается в точку K (рис. 1) и исчезают всякие различия между жидкостью и её насыщенным паром. Состояние, соответствующее этой точке, называется критическим, а три параметра T_k , p_k и V_k , определяющие её положение, — критическими. *При температурах, выше критической, газ нельзя обратить в жидкость ни при каком давлении, вещество остается однородным при любом сжатии и ход изотермы оказывается монотонным (изотерма T_3 на рис. 1).*

Значит, не всегда газ ведет себя при сжатии «неестественно», расслаиваясь в определённый момент на две фазы: при $T > T_k$ этого не происходит. Но пока остается неясным, почему же всё-таки это наблюдается при достаточно низких температурах.

§ 6.2. Уравнение Ван-дер-Ваальса

Уравнение Ван-дер-Ваальса было предложено с целью описать небольшие отклонения газов от «идеальности», возникающие при высоких давлениях. Однако вопреки ожиданиям, область его применимости оказалась гораздо шире. В частности, из него следуют возможность двухфазного состояния вещества и существование критической точки.

Уравнение Ван-дер-Ваальса представляет собой модернизацию уравнения Менделеева—Клапейрона, в которое вводят две поправки, учитывающие наличие между молекулами сил притяжения и отталкивания.

Рассмотрим сперва силы отталкивания. В чем они проявляются? Эти силы, очень резко меняясь с расстоянием, не дают молекулам сильно сблизиться. Простейшим образом они могут быть учтены путем введения конечного размера частиц. Если через b обозначить суммарный объём молекул одного моля газа, то объём, предоставленный им для движения, будет меньше объёма газа V и, очевидно, равен $V - b$. Правильнее в уравнение состояния подставить именно этот объём: ведь давление газа пропорционально числу ударов (в единицу времени) молекул о стенку, а оно

определяется как раз объёмом, предоставленным им для движения (при $V \rightarrow b$ частота ударов, а с ней и давление должны стремиться к бесконечности). Тогда «исправленное» уравнение состояния примет (для одного моля) вид

$$p(V - b) = RT.$$

Учет конечных размеров молекул привел к возрастанию давления по сравнению с идеальным газом. Это и понятно: теперь частицы стали чаще бить о стенку сосуда.

Учтем теперь силы притяжения между молекулами. Очевидно, этот учет вызовет, наоборот, понижение давления. Подлетая к стенке сосуда, молекула будет тормозиться, испытывая силу притяжения со стороны

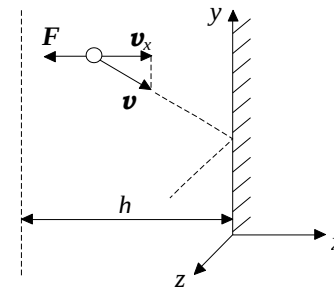


Рис. 3

остальных частиц, и передаст стенке меньший импульс¹. При этом давление уменьшится на некоторую величину dp и в уравнении состояния появится еще одна поправка:

$$p = \frac{RT}{(V - b)} - dp. \quad (1)$$

Рассмотрим, от чего она зависит.

Молекула, подлетая к стенке сосуда (рис. 3), передаст ей импульс $2mv_x$. При «включении» сил притяжения, начиная с некоторого расстояния h , частица почувствует тормозящую силу F : от стенки её будет тянуть больше молекул, чем к стенке. Если через F^{cp} обозначить среднее значение этой силы (она, очевидно, будет нарастать при приближении к стенке), то импульс, переданный молекулой, уменьшится на величину

$$dp_{\text{мол}} = F^{cp} dt,$$

где dt — время пролета пристенного слоя h . Учитывая, что $dt = \frac{h}{v_x}$, а си-

лу F можно в первом, довольно грубом, приближении считать пропорциональной концентрации частиц n , получим

$$dp_{\text{мол}} = F^{cp} \frac{h}{v_x} \sim \frac{n}{v_x}.$$

¹ Сила взаимодействия молекулы газа со стенкой сосуда (как сила внутренняя в системе «молекула—стенка») не влияет на давление, ибо не изменяет переданного молекулой импульса. До и после удара молекула «тянет» стенку к себе, но зато при ударе сообщает ей больший импульс от себя.

Давление, создаваемое всеми молекулами, имеющими скорости, близкие к $\mathbf{v}$ пропорционально, очевидно, числу ударов о стенку частиц этой группы в единицу времени, т. е. произведению их концентрации n_v на x - проекцию скорости v_x . Так как концентрация частиц данного сорта пропорциональна полной концентрации n , то это давление просто $\sim nv_x$. Уменьшение же давления, обусловленное действием сил притяжения, получается для частиц любой группы не зависящим от их скоростей:

$$dp' \sim dp_{\text{мол}} nv_x \sim \frac{n}{v_x} nv_x = n^2. \quad (2)$$

Это и понятно: чем быстрее движутся молекулы, тем меньшее время проводит каждая частица в пристенном слое, а потому меньше тормозится, но тем больше их ударяет в единицу времени о стенку сосуда, так что в итоге dp' не зависит от v_x .

Суммируя выражения типа (2) для всех групп молекул, получим полную поправку к давлению dp в уравнении (1), которая оказывается пропорциональной квадрату концентрации частиц n^2 и *не зависящей от температуры*¹. Поскольку $n \sim \frac{1}{V}$,

$$dp = \frac{a}{V^2},$$

где a — некая константа, а уравнение (1) примет вид

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT. \quad (3)$$

Это и есть уравнение Ван-дер-Ваальса (для одного моля реального газа).

Следует иметь в виду, что константы a и b по своей сути являются малыми поправками, введенными на основе довольно грубой модели, и не имеет смысла детально обсуждать, чему физически они соответствуют. Для каждого сорта газа они свои, и их значения находятся из сравнения уравнения (3) с экспериментом.

Поскольку уравнение (3) является уравнением третьей степени отно-

¹ Этот же результат можно получить математически, используя основное уравнение МКТ в форме (8) из лекции 5

$$p = m_0 n \overline{v_x^2} = m_0 n \frac{\sum v_{xi}^2}{N},$$

где суммирование производится по всем частицам в данном объеме. Поправка к давлению, вызванная торможением молекул в пристенном слое (операции дифференцирования и суммирования можно менять местами), очевидно, равна

$$dp = m_0 \frac{n}{N} \sum 2v_{xi} dv_{xi} = \frac{n}{N} \sum 2v_{xi} m_0 dv_{xi} = 2 \frac{n}{N} \sum v_{xi} F_x^{\text{cp}} dt_i = 2 \frac{n}{N} F_x^{\text{cp}} \sum v_{xi} dt_i = 2 \frac{n}{N} F_x^{\text{cp}} \sum h = 2 F_x^{\text{cp}} n h \sim n^2.$$

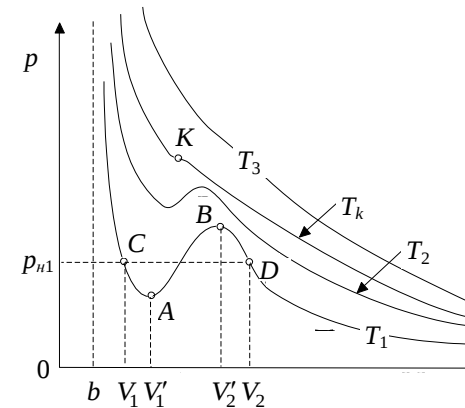


Рис. 4

сительно V (при фиксированных p и T), изотермы Ван-дер-Ваальса оказываются существенно отличными от изотерм реального газа. Как известно, кубическое уравнение может иметь либо один, либо три действительных корня в зависимости от соотношения его коэффициентов. Это значит, что если при фиксированном T построить по уравнению (3) кривую $p(V)$, т. е. изотерму, то каждому значению p будет соответствовать либо одно, либо

три значения V , т. е. прямая $p = \text{const}$ пересечёт изотерму либо в одной, либо в трёх точках.

На рис. 4 приведено семейство изотерм Ван-дер-Ваальса, соответствующих характерным для реальных газов значениям параметров a и b ($T_1 < T_2 < T_k < T_3$). При малых температурах (изотермы T_1 и T_2) кривые содержат волнообразный участок, который с ростом T уменьшается и при некоторой $T = T_k$ исчезает вовсе. При больших T изотерма идет монотонно и с возрастанием T приближается к гиперболе. В целом семейство изотерм похоже на аналогичное семейство экспериментальных кривых реального газа, только вместо горизонтальных участков последних уравнение (3) даёт «горбатые».

Наложим экспериментальную изотерму, соответствующую, например, температуре T_1 , на ван-дер-ваальсовскую (рис. 4). Правее точки D кривые достаточно хорошо совпадают. Левее точки C согласие качественное (экспериментальная идет круче). Наибольшие различия — на участке между V_1 и V_2 . Почему же вместо кривой $CABD$ на опыте наблюдается прямая CD , соответствующая равновесию жидкости и её пара?

Прежде всего отметим, что участки CA и BD теоретической кривой на практике могут быть реализованы. Участок CA соответствует жидкости, находящейся под давлением, меньшим давления её насыщенного пара $p_{н1}$, а участок BD — пару, давление которого выше $p_{н1}$. Такая жидкость называется перегретой, а пар — пересыщенным. Для достижения этих состояний необходимо тщательно очистить пар от пылинок, ионов и других инородных объектов, а жидкость — главным образом от растворенных газов. Эти неоднородности являются центрами зарождения новой фазы, и если их почти нет, то зарождение это оттягивается.

Что же касается участка AB , то именно он является главным для по-

нимания существования двухфазного состояния вещества. Ему соответствует аномальная зависимость $p(V)$: с ростом V давление тоже растет. Это приводит к неустойчивости вещества на участке AB . Случайно возникшее в результате неизбежных флуктуаций, например, уменьшение объема какой-либо его части вызовет падение давления внутри этой части. Оно станет меньше окружающего давления, и это приведет к еще большему сжатию рассматриваемой области, что вызовет дальнейшее падение давления внутри и т. д. Возникнет лавинный процесс, в результате которого система скачком перейдет в устойчивое (жидкое) состояние, соответствующее нормальному ходу кривой $p(V)$. Аналогично (только в другую сторону) будет развиваться флуктуация расширения: случайно образовавшееся разрежение, вызывая уже повышение давления внутри, будет тоже лавинно нарастать. Таким образом, наличие возрастающего участка AB на изотерме Ван-дер-Ваальса означает, что вещество при постепенном изменении объема не может оставаться всё время однородным: в некоторый момент оно расслаивается на две фазы с существенно различными плотностями.

Физически существование этого участка связано, конечно, с действием сил притяжения между молекулами (именно учет этих сил — поправка a/V^2 — сделал уравнение состояния кубическим). Система частиц с такими силами (на участке AB) может быть уподоблена системе маленьких шариков, соединенных растянутыми пружинками с нелинейной жесткостью: чем больше сокращается пружинка (в определенных пределах), тем сильнее она тянет. Тогда, если расположить шарики на равных расстояниях друг от друга и отпустить и если их «тепловые» скорости не очень велики, то система окажется неустойчивой и тут же по всему объему образуются множество сгустков, которые (в случае реального газа) под действием силы тяжести «стекают» на дно сосуда. С увеличением скоростей частиц действующие между ними силы играют всё меньшую и меньшую роль и при очень большой температуре ими вовсе можно пренебречь.

§ 6.3. Испарение жидкостей

1. Распределение Больцмана. Рассмотрим, казалось бы, совершенно отвлеченную задачу о равновесии столба газа (например воздуха) в поле тяжести. Возьмем идеализированный случай, когда газ находится в покое (нет ветра), и подождем достаточно долго, чтобы температура в различных его частях стала одинаковой. Выделим слой газа толщиной dh , находящийся на высоте h (рис. 5) и «вырежем» из него столб с площадью основания S . Запишем условие его равновесия.

Сила давления, действующая на столб со стороны нижних слоев газа и направленная вверх, должна уравновесить силу давления верхних слоев,

действующую вниз, и силу тяжести столба:

$$pS = (p + dp)S + Mg,$$

где p и $p + dp$ — давления на высотах h и $h + dh$, а M — масса выделенного столба газа. И давление, и массу можно выразить через концентрацию частиц газа n :

$$p = n kT, \quad M = m_0 n S dh, \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, а m_0 — масса молекулы. Подставляя (5) в (4) и сокращая на S , получим $(dp = kTdn)$, так как $T = \text{const}$

$$kT dn = -m_0 g n dh,$$

откуда

$$\frac{dn}{dh} = -\frac{m_0 g}{kT} n. \quad (6)$$

Это соотношение является дифференциальным уравнением, ибо в него входит (помимо неизвестной функции $n(h)$) производная $\frac{dn}{dh}$. Оно говорит, что производная искомой функции пропорциональна самой функции. Такая функция известна из математики. Это — показательная функция со строго определенным основанием — иррациональным числом, обозначаемым обычно буквой e : $e = 2,718...$ Функция эта называется экспонентой. Для неё

$$(e^x)' = e^x,$$

т. е. производная экспоненты равна ей самой. Если перед x в показателе экспоненты стоит какая-либо константа α , то производная оказывается, очевидно, пропорциональной ей:

$$(e^{\alpha x})' = \alpha e^{\alpha x}.$$

Два последних соотношения сохраняют свою силу, если перед экспонентой поставить произвольную постоянную A :

$$(Ae^x)' = Ae^x,$$

$$(Ae^{\alpha x})' = \alpha Ae^{\alpha x}.$$

Отсюда сразу получается решение уравнения (6)

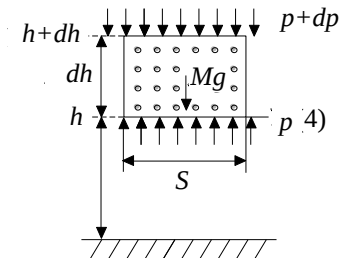


Рис. 5

$$n(h) = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}}. \quad (7)$$

Здесь n_0 — постоянная, представляющая, очевидно, концентрацию частиц на нулевой высоте: при $h = 0$ экспонента обращается в единицу и $n(0) = n_0$.

Выражение (7) называется барометрической формулой. Оно показывает, что концентрация частиц в поле тяжести меняется с высотой. Чем больше высота, тем труднее частицам на неё «забраться» и тем их там меньше.

Нельзя не заметить, что в числителе показателя экспоненты стоит потенциальная энергия молекулы на высоте h , взятая со знаком минус, так что (7) можно записать и в таком виде:

$$n(h) = n_0 e^{\frac{-U}{kT}}. \quad (8)$$

Не является ли выражение (8) более общим, чем (7)? Не годится ли оно для распределения частиц в любом потенциальном внешнем поле?

Оказывается, да. Можно, чуть усложнив приведенные рассуждения, показать его справедливость для произвольного потенциального поля. Общий закон гласит: *если система молекул при температуре T находится в консервативном поле внешних сил, то отношение числа молекул n_1 с потенциальной энергией U_1 к числу частиц n_2 с энергией U_2 равно*

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{\Delta U}{kT}} = e^{-\frac{U_1 - U_2}{kT}}. \quad (9)$$

Этот закон называется законом (или распределением) Больцмана. Попробуем применить его для определения давления насыщенного пара.

2. Зависимость давления насыщенного пара от температуры. Кипение. Рассмотрим пар, находящийся в динамическом равновесии со своей жидкостью. Такое равновесие, как мы видели, наступает, в зависимости от температуры, при вполне определенном давлении $p_n(T)$. Сравним средние кинетическую $\bar{W}$, потенциальную $\bar{U}$ и полную $\bar{E}$ энергии молекул жидкости и её пара.

Поскольку система молекул находится в тепловом равновесии, на каждую степень свободы частицы приходится по теореме о равнораспределении одна и та же средняя кинетическая энергия, равная $kT/2$, а так как при испарении структура молекул, а следовательно, и число их степеней свободы не меняются, средние кинетические энергии молекул пара $\bar{W}_n$ и жидкости $\bar{W}_{ж}$ равны между собой:

$$\overline{W}_n = \overline{W}_{жс}.$$

Потенциальные же энергии частиц в жидкости $\overline{U}_{жс}$ и паре $\overline{U}_n$, конечно, различны: чтобы перейти в пар, молекула должна преодолеть силы притяжения со стороны остальных молекул жидкости, т. е. вырваться из потенциальной ямы (см. рис.2), внутри которой она колеблется. Таким образом,

$$\overline{U}_n > \overline{U}_{жс}$$

на величину потенциального барьера, который нужно преодолеть молекуле, чтобы перейти из жидкости в пар¹. На такую же величину отличаются и средние полные энергии частиц в жидкости и паре.

Почему же молекулы пара имеют в среднем ту же кинетическую энергию, что и в жидкости? Ведь вылетая из жидкости, каждая молекула тормозится, так что, казалось бы, в паре они должны двигаться медленнее. Причина — в столкновениях частиц. Замедлившиеся молекулы пара, сталкиваясь с быстрыми частицами жидкости, «добирают» свою порцию $\overline{W}$.

Из сказанного ясно, что для испарения какого-либо количества жидкости нужно подвести к системе определенную энергию. Обычно эта энергия подводится в виде теплоты и называется (скрытой) теплотой испарения или парообразования. *Молярной теплотой испарения λ называется количество теплоты, которое нужно подвести к одному молю жидкости, чтобы изотермически испарить его при внешнем давлении, равном давлению насыщенного пара при температуре испарения.* Ссылка на давление здесь нужна потому, что теплота эта идет частично на работу против сил внешнего давления: при испарении объём вещества увеличивается и паром совершается работа $A = p\Delta V$. Без фиксации внешнего давления λ окажется неопределенной².

Найдем теперь зависимость давления p_n насыщенного пара от температуры. Если считать его идеальным газом (в этом приближении мы и получим интересующую нас формулу), то

$$p_n = n_n kT,$$

где n_n — концентрация молекул пара. Она связана с концентрацией частиц в жидкости законом Больцмана

¹ В эту величину входит и работа, совершаемая «испаряющимися» молекулами против сил внешнего давления (см. ниже).

² Строго говоря, это справедливо при температурах, не очень далёких от критической (ибо при далёких $A = p\Delta V \approx pV = \nu RT$ и не зависит от p).

$$\frac{n_n}{n_{жс}} = e^{-\frac{\Delta U}{kT}}.$$

Здесь $\Delta U = U_n - U_{жс}$ — высота потенциального барьера перехода жидкость — пар. Поскольку $\Delta U N_a = \lambda$,

$$n_n = n_{жс} e^{-\frac{\Delta U N_a}{kT N_a}} = n_{жс} e^{-\frac{\lambda}{RT}}, \quad (10)$$

а

$$p_n = n_{жс} k T e^{-\frac{\lambda}{RT}}. \quad (11)$$

Зависимость $p_n(T)$ получается очень крутой из-за экспоненты (рис. 6). Давление p_n возрастает главным образом не за счет повышения скоростей молекул, а за счет увеличения их концентрации. График заканчивается в критической точке K^1 .

Приведенная кривая является одновременно и кривой кипения, ибо кипение жидкости начинается при температуре, когда $p_n(T)$ сравнивается с внешним давлением p_0 . При меньших температурах пузырьки растворенного в жидкости воздуха, заполненные также её насыщенным паром, находятся в равновесии: они расширяются до таких размеров, чтобы давление p_v воздуха в них упало на необходимую величину и уравновесило вместе с давлением $p_n(T)$ внешнее давление p_0^2 :

$$p_v + p_n(T) = p_0.$$

Когда же $p_n \approx p_0$, пузырьки теряют устойчивость, растут и всплывают. Увеличение их объёма не приводит к снижению в них давления, ибо они практически целиком оказываются заполненными насыщенным паром, давление которого от объёма не зависит. Начинается кипение — испарение жидкости во всем объёме.

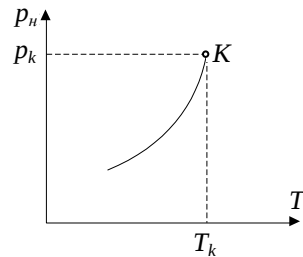


Рис. 6

Контрольные вопросы и задания

¹Следует иметь в виду, что λ уменьшается с ростом температуры T (при $T \rightarrow T_k$ $\lambda \rightarrow 0$), так что числитель в показателе экспоненты в (10) и (11) не постоянен, а является функцией T .

²Мы пренебрегаем здесь обычно небольшим лапласовским давлением, связанным с кривизной поверхности пузырька (см. следующую лекцию).

1. Изобразить семейство изотерм реального газа, соответствующих различным температурам. Какой процесс описывают горизонтальные участки этих изотерм?
2. Что такое насыщенный пар? Почему при сжатии насыщенного пара его давление остаётся неизменным?
3. Подчиняется ли насыщенный пар уравнению Менделеева — Клапейрона?
4. Почему с ростом температуры уменьшаются, а затем и вовсе исчезают горизонтальные участки изотерм?
5. Написать уравнение Ван-дер-Ваальса для одного моля реального газа. Чем оно отличается от уравнения Менделеева — Клапейрона? Каким образом в уравнении Ван-дер-Ваальса учитываются силы отталкивания, действующие между молекулами.
6. Получить поправку (к уравнению Менделеева — Клапейрона), учитывающую действие сил притяжения между молекулами. Показать, что она не зависит от температуры.
7. Изобразить семейство изотерм Ван-дер-Ваальса. Реализуемы ли на практике волнообразные участки этих изотерм? К какому главному выводу приводит наличие этих участков?
8. Получить распределение Больцмана, рассматривая равновесие столба газа в поле тяжести.
9. Сравнить средние кинетическую, потенциальную и полную энергии молекулы жидкости и её насыщенного пара.
10. Что называется молярной теплотой испарения вещества?
11. Найти зависимость давления насыщенного пара от температуры.
12. Чем кипение отличается от обычного испарения? При каком условии начинается кипение?