

# Теоретические положения адиабатических процессов в атмосфере

Вололько Ю.Е

Белорусский национальный технический университет

## *Введение*

Адиабатический процесс

Материал из Википедии — свободной энциклопедии

Адиабатический, или адиабатный процесс (от др.-греч. ἀδιάβατος — «непроходимый») — термодинамический процесс в макроскопической системе, при котором система не обменивается тепловой энергией с окружающим пространством .

Серьёзное исследование адиабатических процессов началось в XVIII веке.

Адиабатический процесс является частным случаем политропного процесса, так как при нём теплоёмкость газа равна нулю и,

следовательно, постоянна. Адиабатические процессы обратимы только тогда, когда в каждый момент времени система остаётся равновесной (например, изменение состояния происходит достаточно медленно) и изменения энтропии не происходит. Некоторые авторы (в частности, Л. Д. Ландау) называли адиабатическими только квазистатические адиабатические процессы.

Адиабатический процесс для идеального газа описывается уравнением Пуассона. Линия, изображающая адиабатный процесс на термодинамической диаграмме, называется *адиабатой*. Адиабатическими можно считать процессы в целом ряде

явлений природы. Так же такие процессы получили ряд применений в технике.

## *История*

Существование атмосферного давления было показано рядом экспериментов в XVII веке. Одним из первых доказательств гипотезы стали магдебургские полушария, сконструированные немецким инженером Герике. Из сферы, образованной

полушариями, выкачивался воздух, после чего их было трудно разъединить в силу внешнего давления воздуха. Другой эксперимент в рамках исследования природы атмосферного давления поставил Роберт Бойль. Он состоял в том, что если запаять изогнутую стеклянную трубку с короткого конца, а в длинное колено постоянно подливать ртуть, она не поднимется до верха короткого колена, поскольку воздух в трубке, сжимаясь, будет уравнивать давление ртути на него. К 1662 году данные опыты позволили прийти к формулировке закона Бойля — Мариотта.

В 1779 году в «Пирометрии» Ламберта был описан опыт повышения и понижения температуры в приёмнике воздушного насоса при движении поршня. Впоследствии данный эффект был подтверждён Дарвином (1788) и Пикте (1798). В 1802

году Дальтон опубликовал доклад, в котором, в числе прочего, указал, что сгущение газов сопровождается выделением тепла, а разрежение — охлаждением. Рабочий оружейного завода зажёг трут в дуле духового ружья путём сжатия воздуха, о чём сообщил в 1803 году лионский физик Моле.

Теоретическим обобщением накопившихся экспериментальных знаний занялся известный физик Пуассон. Так как при

адиабатическом процессе температура непостоянна, то закон Бойля — Мариотта требует поправки, которую Пуассон обозначил как коэффициент  $k$  и выразил через соотношение теплоёмкостей. Экспериментально данный коэффициент определялся Вальтером и Гей-Люссаком (эксперимент описан в 1807 году) и затем, более точно Дезормом и Клеманом в 1819 году. Практическое

использование адиабатического процесса предложил С. Карно в работе «Движущая сила огня» в 1824 году.

## 1. Физический смысл адиабатического процесса

Если термодинамический процесс в общем случае является собой три процесса — теплообмен, совершение системой (или над системой) работы и изменение

её внутренней энергии[5], то адиабатический процесс в силу отсутствия теплообмена системы со средой сводится только к последним двум

процессам. Поэтому, первое начало термодинамики в этом случае приобретает вид

$$\Delta U = -A,$$

где  $\Delta U$  — изменение внутренней энергии тела,  $A$  — работа, совершаемая системой.

Изменения энтропии  $S$  системы в обратимом адиабатическом процессе вследствие передачи тепла через границы системы не происходит.

$$dS = \delta Q/T = 0.$$

Здесь  $T$  — температура системы,  $\delta Q$  — теплота, полученная системой. Благодаря этому адиабатический процесс может быть составной частью обратимого цикла.

## 2. Работа газа

Поясним понятие работы применительно к адиабатическому процессу. В частном случае, когда работа совершается через

изменение объёма, можно определить её следующим способом: пусть газ заключён в цилиндрический сосуд, плотно

закрытый легко скользящим поршнем, если газ будет расширяться, то он будет перемещать поршень и при перемещении на отрезок  $dh$  совершать работу.

$$dA = Fdh,$$

где  $F$  — сила, с которой газ действует на поршень. Перепишем уравнение:

$$dA = p s dh,$$

где  $s$  — площадь поршня. Тогда работа будет равна

$$dA = p dV,$$

где  $p$  — давление газа,  $dV$  — малое приращение объёма. Аналогично видно, что уравнение выполняется и для сосудов с произвольной поперечной формой сечения. Данное уравнение справедливо и при расширении на произвольных объёмах. [3]

Для этого достаточно разбить поверхность расширения на элементарные участки на которых расширение одинаково.

Основное уравнение термодинамики примет вид:

$$dU = -p dV$$

стороны она должна быть достаточно малой, чтобы процесс можно было считать квазистатическим. Иначе при резком изменении хода поршня давление,

которое его перемещает, будет отличаться от давления в целом по газу. То есть газ должен находиться в равновесии, без турбулентностей и

неоднородностей давления и температуры. Для этого достаточно передвигать поршень со скоростью, существенно меньшей, чем скорость звука в данном

газе. С другой стороны скорость должна быть достаточно большой, чтобы можно было пренебречь обменом тепла с окружающей средой и процесс

оставался адиабатическим.

Однако работа может совершаться и другими путями — например, идти на преодоление межмолекулярного притяжения газов. В этом случае параллельно с

изменением внутренней энергии будет происходить процессы совершения нескольких работ разной физической природы, и основное уравнение термодинамики примет вид:

$$dU = - \sum_i A_i d\alpha_i,$$

где  $A_i, d\alpha_i$  — дифференциальное выражение для работы,  $\alpha_i$  — внешние параметры, которые меняются при совершении работы,  $A_i$  — соответствующие им внутренние параметры, которые при совершении малой работы можно считать постоянными. При совершении работы путём сжатия или расширения внутренний параметр — давление. Внешний параметр — объём.

### 3. Внутренняя энергия идеального газа

Внутренняя энергия является однозначной функцией состояния системы. Поэтому применительно к адиабатическому процессу её изменение имеет тот же физический смысл, что и в общем случае. Согласно закону Джоуля, выведенному экспериментально, внутренняя энергия идеального газа не зависит от давления или объёма газа. Исходя из этого факта, можно получить выражение для изменения внутренней энергии идеального газа. По определению молярной теплоёмкости при постоянном объёме,

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v = C_v$$

Иными словами — это предельное соотношение изменения внутренней энергии и породившего его изменения температуры. При этом, по определению частной производной считается только то изменение внутренней энергии, которое порождено именно изменением температуры, а не другими сопутствующими процессами. Так как внутренняя энергия идеального газа является функцией только температуры, то

$$dU = \nu C_v dT,$$

где — число молей идеального газа.

Уравнение Пуассона для идеального газа

Для идеальных газов, чью теплоёмкость можно считать постоянной, в случае квазистатического процесса адиабата имеет простейший вид и определяется уравнением

$$p \cdot V^k = \text{const},$$

Поскольку всегда больше 1, из последнего уравнения следует, что при адиабатическом сжатии (то есть при уменьшении) газ нагревается (возрастает), а при расширении — охлаждается, что всегда верно и для реальных газов. Нагревание при сжатии больше для того газа, у которого больше коэффициент. [2]

Примеры

Открытие адиабатического процесса практически сразу нашло применение в дальнейших исследованиях. Создание теоретической модели цикла Карно

позволило установить пределы развития реальных тепловых машин. Однако, цикл Карно трудно осуществим для некоторых реальных процессов, так как входящие в его состав изотермы требуют определённой скорости теплообмена. Поэтому были разработаны принципы циклов, частично сходных с циклом Карно, например, цикл Отто, цикл сжижения газа, которые были бы применимы в конкретных практических задачах.

Также, дальнейшие исследования показали, что некоторые процессы в природе, например, распространение звука в газе можно с достаточной степенью приближения описывать адиабатическим процессом и выявлять их закономерности. Химическая реакция внутри объёма газа в случае отсутствия теплообмена с окружающей средой также по определению будет адиабатическим процессом. Таким процессом является, например, адиабатическое горение.

Для атмосферы Земли также считается адиабатическим процесс совершения газом работы на увеличение его потенциальной энергии. Исходя из этого, можно определить адиабатический градиент температуры для атмосферы Земли. Теория адиабатического процесса употребляется и для других астрономических объектов с атмосферой. В частности, для Солнца наличие макроскопических конвекционных движений теоретически

определяют путём сравнения адиабатического градиента и градиента лучевого равновесия.

#### 4. Цикл Карно

Цикл Карно является идеальным термодинамическим циклом. *Тепловая машина Карно*, работающая по этому циклу, обладает максимальным КПД из всех машин, у которых максимальная и минимальная температуры осуществляемого цикла совпадают соответственно с максимальной и минимальной температурами цикла[1] Карно. Максимальное КПД достигается при обратимом цикле. Для того, чтобы цикл был обратимым, из него должна быть исключена передача тепла при наличии разности температур. Чтобы доказать этот факт, предположим, что передача тепла при разности температур имеет место. Данная передача происходит от более горячего тела к более холодному. Если предположить процесс обратимым, то это означало бы возможность передачи тепла обратно от более холодного тела к более нагретому, что невозможно, следовательно процесс необратим. Соответственно, преобразование тепла в работу может происходить только изотермически. При этом обратный переход двигателя в начальную точку только путём изотермического процесса невозможен, так как в этом случае вся полученная работа будет затрачена на восстановление исходного положения. Так как выше было показано, что адиабатический процесс может быть обратимым — то этот вид адиабатического процесса подходит для использования в цикле Карно. Всего при цикле Карно происходят два адиабатических процесса:

1. *Адиабатическое (изоэнтропическое) расширение* (на рисунке — процесс 2→3). Рабочее тело отсоединяется от нагревателя и продолжает расширяться

без теплообмена с окружающей средой. При этом его температура уменьшается до температуры холодильника.

2. *Адиабатическое (изоэнтропическое) сжатие* (на рисунке — процесс 4→1). Рабочее тело отсоединяется от холодильника и сжимается без теплообмена с окружающей средой. При этом его температура увеличивается до температуры нагревателя.

## 5. Сжижение газов

Пусть необходимо охладить идеальный газ путём отведения тепла в область с более высокой температурой.

Тогда наименьшая затрачиваемая работа будет происходить по циклу Карно в обратном направлении (существование цикла с меньшей затрачиваемой работой противоречит второму закону термодинамики). Если получение сжиженного газа будет происходить непосредственно в рабочем теле, то идеальный цикл примет другой вид. Построим точки 0 и 1, на графике температуры-энтропии ( $T$ - $S$  соответственно), так, чтобы они соответствовали одной температуре. Тогда в точках на участке 0-1 будет происходить конденсация газа. Конденсированный газ будет удаляться из рабочего тела. В результате этого процесса переход с восстановлением газа будет невозможным. Возможным же будет переход 1- 2. В полученном цикле адиабатический процесс 3-0 выводит систему в точку, откуда возможна конденсация газа. [4]

В реальной газе при наличии большого давления и низкой температуры возможна ситуация, когда значительную роль в движении молекул начинает играть межмолекулярное притяжение. В случае адиабатического расширения газа (например, в результате использования эффекта Джоуля — Томсона) из-за работы, которая тратится на преодоление межмолекулярного притяжения температура газа резко падает, часть газа конденсируется. Адиабатическое дросселирование проходит с увеличением энтропии и не сразу после изотермического сжатия.

## 6. Магнитное охлаждение

С помощью адиабатического размагничивания парамагнетиков можно достичь температуры в сотые доли

Кельвина, а для некоторых веществ даже нанокельвинов. Метод был предложен Петером Дебаем и Уильямом Джиоком в 1926 году. Парамагнитный образец для эффективного охлаждения должен иметь малую удельную теплоёмкость кристаллической решётки и большую удельную теплоёмкость магнитной подсистемы, его внутренние магнитные поля должны быть малы, а спин-решёточная связь достаточно сильной. Этим условиям удовлетворяют медь и сплав празеодима с никелем ( $\text{PrNi}_5$ ). [4]



При температуре порядка одного Кельвина спины электронов, как правило, упорядочены, в отличие от ядерных спинов  $I$ . При этом связь между ядерными спинами различных атомов практически отсутствует.

При магнитном охлаждении образец вначале намагничивают в сильном магнитном поле  $B$  (до нескольких Тл), которое упорядочивает его магнитную подсистему. Далее происходит адиабатическое размагничивание, которое сохраняет постоянной энтропию системы. Энтропия одного моля меди зависит от ядерных спинов  $I$ , поля  $B$  и температуры  $T$  (в Кельвинах) как

$$S = R \ln(2I + 1) - f(I) \frac{B^2 + b^2}{2\mu_B T^2},$$

где  $R$  — газовая постоянная,  $b$  — внутреннее магнитное поле вещества,  $\mu_B$  — магнетон Бора, а  $f(I)$  — некоторая функция от ядерного спина. В процессе, при котором энтропия остаётся постоянной, а магнитное поле  $B$  уменьшается, также уменьшается и температура образца  $T$ . Результирующая температура с учётом анизотропии фактора Ланде равна

$$T = T_0 \frac{gH}{g_0 H_0},$$

где  $g$  и  $g_0$  — факторы Ланде для направлений полей с напряжённостями  $H$  и  $H_0$  соответственно.

### *Литература*

1. Савельев И. В. Курс общей физики: Молекулярная физика и термодинамика. — М.: Астрель, 2001. — Т. 3. — 208 с. — 7000 экз. — [ISBN 5-17-004585-9](#)
2. Савельев И. В. Курс общей физики: Волны. Оптика. — М.: Астрель, 2001. — Т. 4. — 256 с. — 7000 экз. — [ISBN 5-17-004586-7](#)

3. Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М. Курс общей физики: Механика. Молекулярная физика. — М.: Наука, 1965.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика Часть 1 // Теоретическая физика. — М.: Наука, 1976. — Т. V. — 584 с. — 45 000 экз.
5. Сивухин Д. В. Общий курс физики. — М.: МФТИ, 2005. — Т. I. Механика. — 560 с.