

САМОПРОИЗВОЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Минин В.Н.

(Украина)

1. Введение

Второе начало термодинамики явилось результатом обобщения наблюдаемых в природе закономерностей – все процессы самопроизвольно (сами по себе, без затраты работы) идут только в одном направлении: теплота переходит от горячего тела к холодному, и никогда наоборот; газ всегда стремится занять весь предоставляемый ему объём, и никогда самопроизвольно не сжимается; газы и жидкости проникают друг в друга и смешиваются, но никогда самопроизвольно не разделяются. То есть, все самопроизвольные процессы ведут к уменьшению и исчезновению разности температур, разности давлений и разности концентраций. Для получения же полезной работы, всегда необходимо иметь разность потенциалов (градиент) какой-либо величины, – температуры, давления и т. д.

Вокруг нас океан тепловой энергии, ведь окружающая среда имеет среднюю температуру около 300°K. Но, чтобы получить работу, необходимо иметь разность температур, то есть тело с температурой меньшей, чем у окружающей среды. Такого в природе нет. Именно поэтому, *второе начало* запрещает получение работы за счёт теплоты окружающей среды. Поэтому, традиционно, для получения работы, создаётся источник теплоты с температурой большей, чем у окружающей среды – сжигается топливо, не важно – органическое или ядерное. Часть энергии принципиально отдаётся в окружающую среду, как телу с меньшей температурой. Окружающая среда выступает в роли отстойника, в который сбрасывается безпотенциальная энергия.

Окружающая среда представляет собой обитель хаоса, энергию которой использовать уже невозможно. Отсюда проблема перегрева Планеты – глобальное потепление. На самом деле всё ещё хуже, так как произведённая работа не аккумулируется в каком-либо виде, а переходит, в основном – за счёт трения, в тепловую форму и разогревает всё вокруг.

Везде прослеживается такая цепочка: нагрев (сжигание) → получение работы → неизбежный сброс безпотенциальной энергии в окружающую среду. Результат – расходование накопленных запасов органического сырья, которые не безграничны, и перегрев нашей Планеты.

Предлагаемая на рассмотрение идея заключается в том, чтобы построить энергетическую цепочку в таком виде: создание условий, обеспечивающих наличия градиентов (без сжигания топлива) → получение работы → компенсация энергии, затраченной на работу за счёт теплоты окружающей среды. Рассматриваемая цепочка – прямое нарушение *второго начала*. Но, *второе начало* просто констатирует то, что наблюдали, то есть то, что уже было. Значит, нужно сделать то, чего ещё не было. Это значит найти условия, при которых разность потенциалов появляется вполне естественным путём, без затраты работы с нашей стороны (без сжигания топлива). Такие условия можно найти в поле тяжести, при вертикальной протяжённости системы и её неоднородности, например по плотности, в горизонтальном направлении.

2. Осмотический процесс

Рассмотрим две вертикальные трубы высотой h , которые соединяются на нижнем и верхнем уровне и находятся в поле тяжести. Одну трубу заполним растворителем с плотностью ρ_1 , а вторую – раствором вещества со средней плотностью ρ_2 , примем, что ρ_2 больше ρ_1 (Рис.1). В местах соединения труб, на нижнем и верхнем уровне, растворы разделим полупрони-

цаемой мембраной, проницаемой лишь для молекул растворителя.

Очевидно, что условие равновесия для данной системы имеет вид:

$$P_2 - P_1 = P_{\text{осм.0}} - P_{\text{осм.h}}, \quad (1)$$

где: P_1 и P_2 – гидростатические давления столба жидкости, соответственно с плотностью ρ_1 и ρ_2 ;

$P_{\text{осм.0}}$ и $P_{\text{осм.h}}$ – осмотические давления, соответственно на нулевой высоте и высоте h .

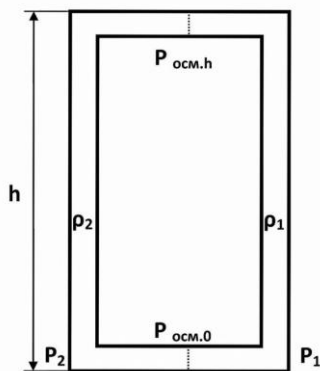


Рис. 1

Уравнение (1) запишем в виде:

$$gh \cdot (\rho_2 - \rho_1) = RT \cdot (K_0 - K_h), \quad (2)$$

где:

g – ускорение свободного падения;

R – универсальная газовая постоянная;

T – температура системы;

K_0 и K_h – концентрация раствора на высоте h и нулевой высоте соответственно.

Поскольку раствор находится в гравитационном поле, величины K_h и K_0 связаны барометрической закономерностью:

$$K_h = K_0 e^{-gh/RT}. \quad (3)$$

Согласно формуле (3), зависимость концентрации раствора K от высоты h представляет собой экспоненту (Рис. 2).

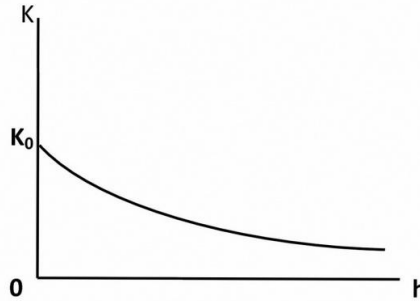


Рис. 2

Поэтому правая часть уравнения (2), содержащая коэффициент RT , тоже экспонента (Рис. 3).

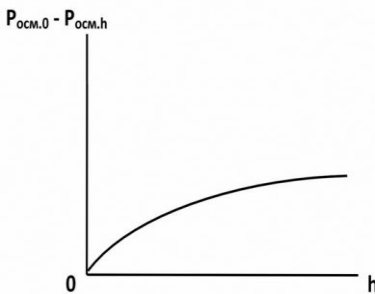


Рис. 3

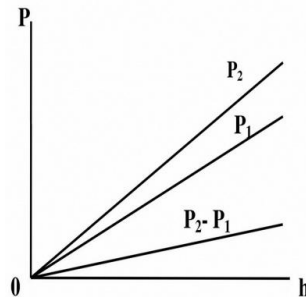


Рис. 4

Правая же часть уравнения (2) – гидростатическое давление, имеет линейную зависимость от высоты h (Рис 4). График показывает изменение гидростатического давления в зависимости от высоты системы h .

Следует заметить, что плотность, как и концентрация в поле тяжести, зависит от высоты и изменяется по экспоненте.

Но, в отличие от концентрации, которая для условия равновесия данной системы является фактором локальным, то есть влияет на него только на высоте h и на нулевом уровне, плотность это величина, которую нужно интегрировать по всей высоте столба раствора. Поэтому давление P_2 в уравнении (1) определяется интегральной величиной плотности ρ_2 . Очевидно, что прямая и экспонента могут пересечься только в двух точках, одна из которых нулевая. То есть, при определённых значениях плотности раствора и концентрации существует лишь одна высота h , на которой разность гидростатических давлений столбов жидкости будет равна разности осмотического давления на нулевой высоте и осмотического давления на высоте h . Во всех остальных случаях условие равновесия для рассматриваемой системы не выполняется (Рис. 5).

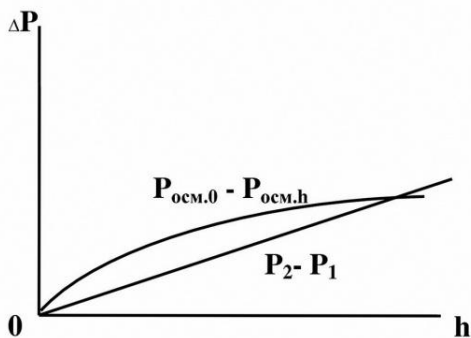


Рис. 5



Фото 1

В противном случае можно было бы сформулировать новый физический закон: для раствора любого вещества, любой концентрации разность гидростатических давлений столба раствора и столба растворителя любой высоты h равна разности осмотических давлений на нулевой высоте и высоте h . Или ещё абсурдней: разность гидростатических давлений двух столбов растворов любой высоты h , равна разности осмотических давлений этих растворов на нулевой высоте и высоте h , вне зависимости от природы растворов и их концентрации. Однако такой закономерности никто не наблюдал...



Фото 2

На фото 1 показана действующая установка. На фото 2 виден жидкостный манометр, который показывает разницу давлений в правой и левой части системы. Разность давлений до 200 мм водяного столба достигается за 7 суток. Средняя скорость возникновения разности уровней в манометре 1,2мм/час. Манометр в левой части фото 2 показывает осмотическое давление в части системы, занятой раствором.

Таким образом, в рассматриваемой системе жидкость (растворитель) неизбежно придёт в движение. Циркуляция вещества, при обеспечении условия не проникновения растворённого вещества в растворитель, будет продолжаться бесконечно долго.

За время эксперимента (три месяца) его показания не изменились.

Растворённое вещество – сахар. Используемая полупроницаемая мембрана – SWC2-2521.

Следовательно, самопроизвольный обратимый процесс реально существует.

3. Конвективный цикл

Целью данного раздела является определение к.п.д. термодинамических циклов, отличающегося от обычных циклов тем, что горячий и холодный источник тепла находятся на разных высотах в атмосфере, в поле тяжести. Подвод тепла Q_1 и отвод тепла Q_2 происходит при разности высот h (Рис.6).

Необходимое для конвективного процесса различие плотностей ρ_1 и ρ_2 получаем, используя разность объёмов V_1 и V_2 , при неизменной массе рабочего вещества. Цикл происходит при конвективной циркуляции рабочего вещества, поэтому назовём его конвективным.

Вначале рассмотрим цикл, в котором разность объёмов V_1 и V_2 достигается в результате изобарических процессов (Рис.7).

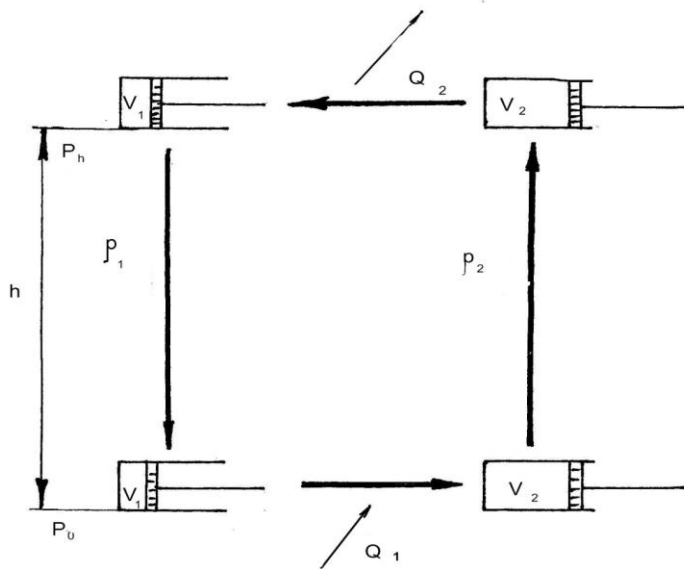


Рис.6

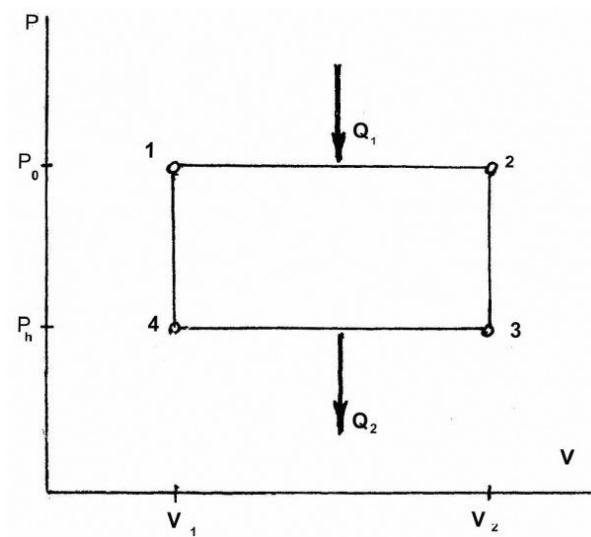


Рис. 7

Участок 1-2 – изобарический нагрев рабочего вещества на высоте $h_0 = 0$ при давлении P_0 от температуры окружающей среды T_0 до температуры T_1 . Участок 2-3 – изохорический подъём цилиндра с рабочим телом до высоты h при барометрически уменьшаемом давлении от P_0 до P_h . Участок 3-4 – изобарическое охлаждение на высоте h . Участок 4-1 – изохорическое опускание рабочего вещества, цикл замкнулся.

Определим количество тепла и работу на каждом участке цикла. Атмосферу принимаем изотермичной $T_0 = \text{const}$, рабочее тело – идеальный газ. Цилиндр считаем невесомым.

1-2. Теплота, затраченная в цикле:

$$Q_{1-2} = Q_1 = C_p \cdot (T_1 - T_0), \quad (4)$$

где C_p – изобарная теплоёмкость рабочего вещества.

Работа расширения против сил внешнего давления:

$$A_{1-2} = P_0 \cdot (V_2 - V_1) \quad (5)$$

2-3. Процесс подъёма идёт теплоизолировано, отдачи тепла не происходит:

$$Q_{2-3} = 0, \quad (6)$$

$$A_{\text{подъём}} = ghV_2 \cdot (\rho_{\text{атм.}} - \rho_2) \quad (7)$$

3-4. Процесс сжатия рабочего вещества внешним давлением:

$$A_{3-4} = P_h \cdot (V_1 - V_2), \quad (8)$$

по барометрическому закону:

$$P_h = P_0 \cdot e^{-\frac{gh}{RT_0}} \quad (9)$$

или:

$$A_{3-4} = P_0 \cdot e^{-\frac{gh}{RT_0}} \cdot (V_1 - V_2) \quad (10)$$

4-1. Аналогично 2-3 идёт процесс опускания рабочего тела:

$$Q_{4-1} = 0, \quad (11)$$

$$A_{\text{опуск.}} = ghV_1 \cdot (\rho_1 - \rho_{\text{атм.}}). \quad (12)$$

Далее следует учесть, что работа A_{1-2} совершается при давлении окружающей среды P_0 и её полезность заключается в том, что за счёт неё создаётся условие для конвективного подъёма рабочего тела. Аналогично – работа A_{3-4} является условием для опускания рабочего вещества на нулевой уровень:

$$A_{1-2} + A_{3-4} = P_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{gh}{RT_0}}\right) \cdot (V_2 - V_1). \quad (13)$$

За счёт подъёма и опускания рабочего вещества осуществляется конвективная работа:

$$A_{\text{конв.}} = g \cdot h \cdot \rho_{\text{атм.}} \cdot (V_2 - V_1), \quad (14)$$

очевидно, что:

$$g \cdot h \cdot \rho_{\text{атм.}} = P_0 - P_h, \quad (15)$$

$$A_{\text{конв.}} = P_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{gh}{RT_0}}\right) \cdot (V_2 - V_1). \quad (16)$$

Получаем:

$$A_{\text{конв.}} = A_{1-2} + A_{3-4}. \quad (17)$$

То есть работа, совершённая в цикле против давления окружающей среды, равна работе конвективного процесса; и именно эту работу можно считать полезной.

Определим к.п.д. конвективного изобарического (индекс б) цикла.

$$\eta_{\text{конв.}}^{\text{б}} = \frac{A_{\text{конв.}}}{Q_1} = \frac{P_0(1 - e^{-\frac{gh}{RT_0}})(V_2 - V_1)}{C_p(T_1 - T_0)} = \frac{R(1 - e^{-\frac{gh}{RT_0}})(T_1 - T_0)}{C_p(T_1 - T_0)}, \quad (18)$$

$$\eta_{\text{конв.}}^{\text{б}} = \frac{R}{C_p} \cdot \left(1 - e^{-\frac{gh}{RT_0}}\right), \quad (19)$$

или:

$$\eta_{\text{конв.}}^{\text{б}} = \left(1 - \frac{1}{k}\right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{gh}{RT_0}}\right), \quad (20)$$

где k – показатель изоэнтропы.

Построим графики КПД цикла Карно и конвективного цикла в зависимости от высоты (Рис.8). Для воздуха имеем $k = 1,4$; $T_0 = 273,15\text{K}$

$h(\text{м})$	500	1000	2000	3000	4000
$\eta_{\text{конв.}}^{\text{б}} (\%)$	1,7	3,48	6,38	8,99	11,6

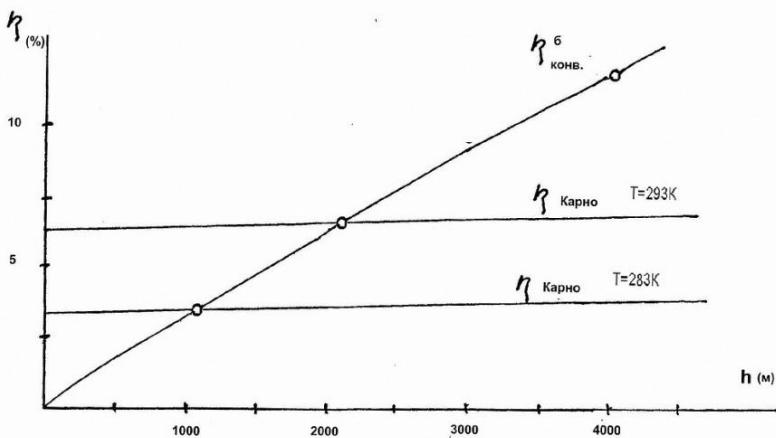


Рис.8

Как видно из графика (Рис.8) определённому значению температуры T_1 соответствует определённое значение высоты, начиная с которой КПД изобарического конвективного цикла становится выше КПД цикла Карно.

Рассмотрим теперь цикл, отличающийся от цикла Карно тем, что горячий и холодный источник тепла также находятся на разных уровнях, при разности высот h (Рис.9).

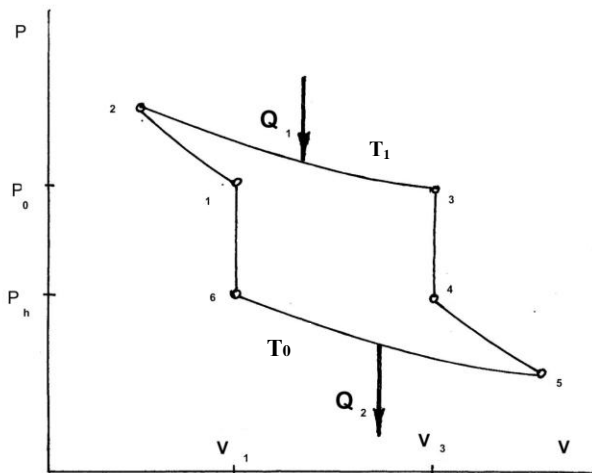


Рис. 9

От точки 1 до точки 2 идёт адиабатическое сжатие рабочего вещества с целью достижения им температуры нагревателя T_1 . Участок 2-3 – изотермический процесс подвода тепла Q_1 и достижения объёма V_3 при давлении окружающей среды P_0 . От точки 3 до точки 4 происходит конвективный подъём рабочего тела до высоты h . Участок 4-5 – адиабатическое расширение до температуры T_0 . От точки 5 до точки 6 происходит изотермическое сжатие рабочего тела с отдачей тепла Q_2 . Конвективное опускание рабочего вещества осуществляется на участке 6-1. Система пришла в исходное состояние. Все процессы в цикле идут настолько медленно и при таких разностях температур при теплообмене, что их можно считать квазистатическими, то есть обратимыми.

Определим количество тепла и работу на каждой стадии цикла.

1-2. Адиабатическое сжатие:

$$Q_{1-2} = 0, \quad (21)$$

$$A_{1-2} = C_v \cdot (T_0 - T_1) \quad (22)$$

2-3. Изотермическое расширение:

$$Q_{2-3} = Q_1 = P_0 V_3 \ln \frac{V_3}{V_2}, \quad (23)$$

$$A_{2-3} = Q_1 = P_0 V_3 \ln \frac{V_3}{V_2}. \quad (24)$$

3-4. Изохорический подъём без теплообмена:

$$Q_{3-4} = 0; \quad A_{3-4} = 0 \quad (25)$$

4-5. Адиабатическое расширение:

$$Q_{4-5} = 0, \quad (26)$$

$$A_{4-5} = C_v \cdot (T_1 - T_0). \quad (27)$$

5-6. Изотермическое сжатие:

$$Q_{5-6} = Q_2 = P_h V_1 \ln \frac{V_6}{V_5},$$

$$A_{5-6} = Q_2 = P_h V_1 \ln \frac{V_6}{V_5}. \quad (28)$$

Следует заметить, что $P_h V_1 \neq RT_0$, так как давление на участках 3-4 и 6-1 изменяются не за счёт изменения температуры, как это происходит обычно в изохорических процессах, а изменяется оно по барометрическому закону за счёт силы тяжести.

Опускание на нулевую высоту:

$$Q_{6-1} = 0; A_{6-1} = 0. \quad (29)$$

Работа за цикл равна:

$$A = A_{1-2} + A_{2-3} + A_{4-5} + A_{5-6} = P_0 V_3 \ln \frac{V_3}{V_2} - P_h V_1 \ln \frac{V_5}{V_6} = P_0 \left(V_3 \ln \frac{V_3}{V_2} - e^{-\frac{gh}{RT_0}} V_1 \ln \frac{V_5}{V_6} \right). \quad (30)$$

В данном выражении конвективная работа уже учтена как разность работ против давления окружающей среды на разных высотах при расширении и сжатии рабочего тела.

Определим КПД конвективного цикла:

$$\eta_{\text{конв.}} = \frac{A}{Q_1} = \frac{P_0 \left(V_3 \ln \frac{V_3}{V_2} - e^{-\frac{gh}{RT_0}} V_1 \ln \frac{V_5}{V_6} \right)}{P_0 V_3 \ln \frac{V_3}{V_2}}. \quad (31)$$

После традиционных, при выводе формулы КПД цикла Карно, преобразований получаем:

$$\eta_{\text{конв.}} = 1 - \frac{V_1}{V_3} e^{-\frac{gh}{RT_0}} \quad (32)$$

Учитывая, что параметры состояния идеального газа на изобаре связаны соотношением

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{T_0}{T_1}, \quad (33)$$

окончательно получаем:

$$\eta_{\text{конв.}} = \frac{T_1 - T_0 \cdot e^{-\frac{gh}{RT_0}}}{T_1} \quad (34)$$

График данной формулы при $T_0 = 273,15^\circ\text{K}$; $T_1 = 283,15^\circ\text{K}$ представлен на рисунке 10.

$h(\text{м})$	500	1000	2000	3000	4000
$\eta_{\text{конв.}}(\%)$	9,3	16	24,2	33,5	42

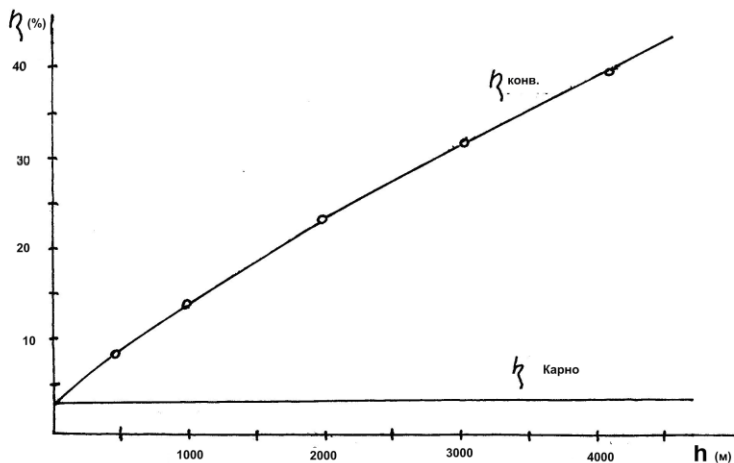


Рис.10

При выводе формулы КПД конвективного цикла была использована барометрическая зависимость:

$$P_h = P_o e^{-\frac{gh}{RT_0}}, \quad (35)$$

откуда:

$$\frac{P_h}{P_o} = e^{-\frac{gh}{RT_0}}. \quad (36)$$

Тогда формула КПД примет вид:

$$\eta_{\text{конв.}} = \frac{T_1 - T_o \cdot \frac{P_h}{P_o}}{T_1}, \quad (37)$$

или:

$$\eta_{\text{конв.}} = \frac{T_1 \cdot P_o - T_o \cdot P_h}{T_1 P_o}. \quad (38)$$

Как видно из формул КПД и Рис. 10 – КПД конвективного цикла превышает КПД цикла Карно. Это связано с тем, что при нахождении нагревателя и холодильника на разных высотах, отдача тепла Q_2 происходит при уменьшенном давлении P_h , что эквивалентно уменьшению температуры холодного источника:

$$T_o \frac{P_h}{P_o} < T_o$$

При $h \rightarrow \infty$, $\eta_{\text{конв.}} \rightarrow 1$, то есть тепло Q_1 , затраченное на работу против давления окружающей среды, максимально переходит в полезную конвективную работу.

Однако, при осуществлении конвективного цикла, энтропия системы не уменьшается. Не уменьшается энтропия и при совместной работе конвективной тепловой машины и холодильной конвективной машины, работающей по обратному циклу и имеющей КПД (холодильный коэффициент):

$$\eta_{х.конв.} = \frac{1}{\eta_{конв.}}, \quad (39)$$

так как суммарный КПД

$$\eta_{\Sigma} = \eta_{конв.} \cdot \frac{1}{\eta_{конв.}} = 1. \quad (40)$$

Второе начало термодинамики не нарушается.

Но при этом имеется возможность проведения совместного конвективного теплового цикла и обратного цикла Карно, когда горячий и холодный источник теплового насоса находится на той же высоте h_0 , что и горячий источник конвективной машины (Рис.11).

При этом суммарный КПД такого цикла $\eta_{\Sigma конв.}$ равен:

$$\eta_{\Sigma конв.} = \frac{\eta_{конв.}}{\eta_{Карно}} = \frac{T_1 - T_0 \frac{P_h}{P_0}}{T_1 - T_0} > 1. \quad (41)$$

График КПД совместной работы конвективной машины и теплового насоса, находящегося при давлении P_0 , приведён на рисунке Рис.12.

$h_{(м)}$	500	1000	2000	3000	4000
$\eta_{конв.} (\%)$	263	452	685	948	1188

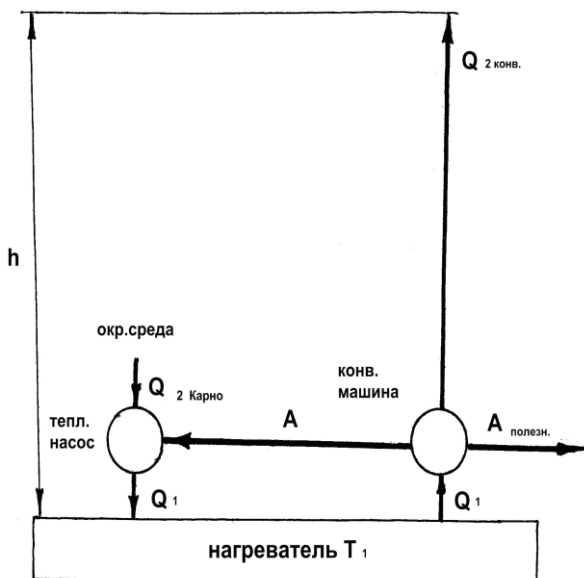


Рис. 11

Возникает возможность получения работы за счёт охлаждения окружающей среды. Эта возможность появляется для протяжённых систем в поле тяжести, находящихся в различных условиях, например, на разной высоте. По сути – для работы двух тепловых машин по прямому циклу и обратному мы имеем два холодных резервуара тепла с различными давлениями, что при наличии конвективного процесса равносильно существованию двух холодных резервуаров с различными температурами.

Полученный результат объясняется тем, что в условиях поля тяжести изменяются микросостояния термодинамических систем, то есть изменяется кинетическая энергия молекул, составляющих систему и их распределение в пространстве. *Второе начало термодинамики*, выражающее собой статистические закономерности, неизбежно должно ограничиваться изменениями, происходящими в поведении молекул под влиянием поля тяжести.

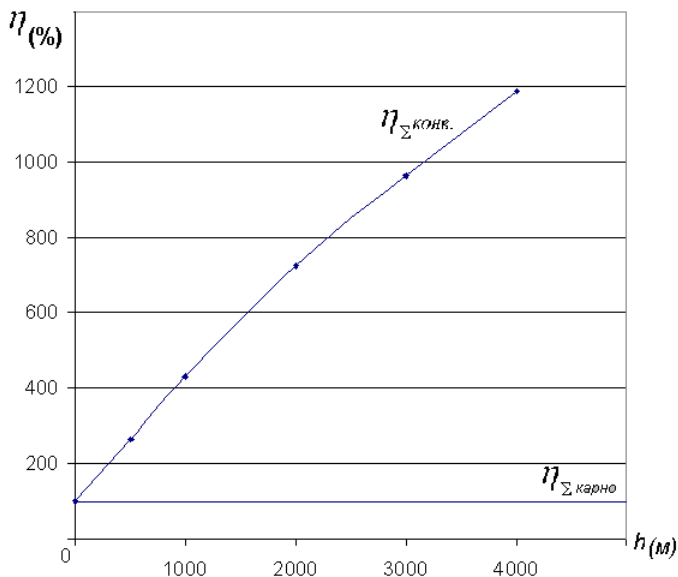


Рис.12

Наличие вертикального градиента давления в земной атмосфере и гидросфере, как реальный факт, свидетельствует об этом.

Таким образом, границы применимости *второго начала термодинамики* смещаются от систем масштаба Вселенной до систем, находящихся в земных условиях.

07.03.2009. Мелитополь. Украина

Минин Виктор Николаевич, – инженер-физик, научный эксперт Русского Физического Общества, научный сотрудник «Кавендишской лаборатории» Русского Физического Общества. Тел. +38-0619-423818. mininvn@list.ru

