



ТЕПЛОВЫЕ МАШИНЫ ФИЛИПСА И КАРНО С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ

В.Г. Киселёв

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
г. Санкт-Петербург, Россия

ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-2308-1598>, kis_vg@mail.ru

Резюме: В статье на базе модернизированной физико-химической модели «идеальный газ», предполагающей наличие у него химической энергии, и теории термодинамических потенциалов произведено исследование циклов Филиппса и Карно. Рассмотрение данного явления осуществлено путем сравнения вариантов традиционного и предложенного методов анализа циклических процессов. В работе обоснована возможность исследования тепловых машин Филиппса и Карно с использованием метода термодинамических потенциалов путем построения диаграмм зависимости внутренней энергии и энергии Гельмгольца от абсолютной температуры и их сравнения с обычными диаграммами давление – объем. На основе проведенного анализа выявлены результаты, аналогичные получаемым при исследовании данных процессов традиционным способом. С другой стороны, применение новых методов исследования имеет существенное преимущество, так как позволяет непосредственно использовать активность вещества (газа) и весь арсенал химической термодинамики для анализа циклических процессов, например, в тепловых машинах Филиппса и Карно.

Ключевые слова: идеальный газ, изотермическое расширение идеального газа, термодинамический потенциал, энергия Гельмгольца, циклические процессы, цикл Филиппса, цикл Карно, адиабатическое расширение идеального газа, химический потенциал.

DOI:10.30724/1998-9903-2018-20-9-10-154-165

Для цитирования: В.Г. Киселёв Тепловые машины Филиппса и Карно с точки зрения теории термодинамических потенциалов // Известия высших учебных заведений. ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГЕТИКИ. 2018. Т. 20. № 9-10. С. 154-165. DOI:10.30724/1998-9903-2018-20-9-10-154-165.

CARNOT AND PHILIPS HEAT ENGINES IN VIEW OF THE THEORY OF THERMODYNAMIC POTENTIALS

V. G. Kiselev

Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University, St.Petersburg, Russia

ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-2308-1598>, kis_vg@mail.ru

Abstract: A study has been made of the Philips and Carnot cycles based on the modernized physicochemical model of "ideal gas", which utilizes the theory of thermodynamic potentials and assumes the presence of chemical energy. The feasibility study of the Phillips and Carnot heat engines using the thermodynamic potential method is substantiated by plotting the diagrams of the

dependence of the internal energy and Helmholtz energy on the absolute temperature and their comparison with the usual pressure-volume diagrams. This method is compared with traditional approach to analysis of cyclic processes. Based on the analysis carried out, the results are similar to those obtained in the study of these processes in the traditional way. On the other hand, the use of new research methods has a significant advantage, since it allows direct use of the activity of the substance (gas) and the entire arsenal of chemical thermodynamics for the analysis of cyclic processes, for example, in the thermal machines of Philips and Carnot.

Keywords: ideal gas, isothermal expansion of an ideal gas, thermodynamic potential, Helmholtz's energy, cyclic processes, Carnot cycle, Philips cycle, adiabatic expansion of an ideal gas, chemical potential.

For citation: V.G. Kiselev Carnot and philips heat engines in view of the theory of thermodynamic potentials // *Proceedings of the higher educational institutions. ENERGY SECTOR PROBLEMS* 2018. vol. 20. № 9-10. pp. 154-165. DOI:10.30724/1998-9903-2018-20-9-10-154-165.

Введение

В ряде предыдущих публикаций [1, 2] автором был использован метод термодинамических потенциалов для исследования ряда простейших физико-химических процессов: смешение идеальных газов (парадокс Гиббса) и изотермическое равновесное и неравновесное расширение идеального газа. Данная работа, базируясь на основных положениях, положенных в основу этих более ранних статей, продолжает тему анализа поведения идеального газа, но уже в более сложных термодинамических, а именно циклических процессах, что, по мнению автора, существенно расширяет арсенал средств, применяемых для исследования тепловых машин, и является непосредственной целью данной работы. Следует отметить, что применение теории термодинамических потенциалов к системе «смесь идеальных газов» явилось ключевым фактором и в появлении статьи под названием «Парадокс Гиббса и его решение» [1], поэтому второй целью представленной работы автор считает косвенное подтверждение основных принципов, положенных в основу этой, более ранней публикации.

Изохорное нагревание идеального газа

Прежде чем перейти собственно к анализу поведения идеального газа в термодинамических циклах Филиппса или Карно, рассмотрим изохорное нагревание одного моля идеального газа. Для этой цели воспользуемся термодинамическим потенциалом Гельмгольца F , величина которого в таком случае определяется следующим соотношением [3, стр. 31]:

$$F = F_0 - RT \ln v, \quad (1)$$

где F_0 — стандартное значение энергии Гельмгольца, которое мы примем равным нулю для абсолютной температуры, равной нулю, а также равным нулю при $v = 1$ и для любой другой температуры; R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура; v — объём, в котором находится один моль идеального газа.

В таком случае изменение свободной энергии Гельмгольца F_1 и F_2 с ростом абсолютной температуры для двух объёмов идеального газа v_1 и v_2 , как это следует из формулы (1), можно представить в виде двух прямых линий (а) и (b), исходящих из одной точки при $T = 0$. Очевидно, что при выбранных условиях $F_1 = F_0 - RT \ln v_1$ соответствует линии (а), а $F_2 = F_0 - RT \ln v_2$ — линии (b), причём на рассматриваемом рисунке $v_1 < v_2$ (рис. 1). Кроме того, можно отметить, что ось абсолютной температуры в нашем случае будет соответствовать линии, определяющей величину стандартной свободной энергии Гельмгольца для изотермических процессов при $v = 1$, которая, как это и следует из

формулы (1), при выбранных нами условиях будет равна нулю для всех значений абсолютной температуры. На этот же рисунок, по аналогии с графиком, представленным в работе Д. Эверета [4, стр. 56], нанесём линию (C), соответствующую изменению внутренней энергии идеального газа при постоянном объёме U при изменении абсолютной температуры от нуля до величины T , которая, как известно, в этом случае определяется следующим соотношением [5, стр. 51]:

$$U = U_0 + C_v T, \quad (2)$$

где $U_0 = 0$ — внутренняя энергия идеального газа при абсолютной температуре, равной нулю; C_v — молярная теплоёмкость идеального газа при постоянном объёме.

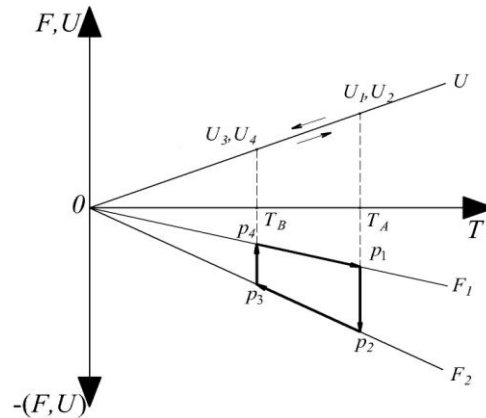
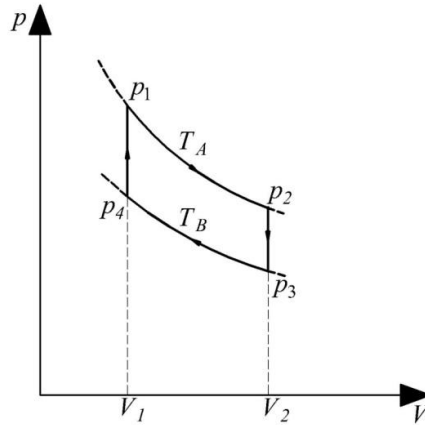


Рис. 1. Изменение свободной энергии Гельмгольца и внутренней энергии одного моля идеального газа в циклах Филиппса и Карно

Построенные нами зависимости на рис. 1 под названием «Изменение энергии Гельмгольца и внутренней энергии одного моля идеального газа в циклах Филиппса и Карно» будут использованы в последующих разделах данной работы.

Тепловая машина Филиппса

Анализ работы тепловых машин с использованием метода термодинамических потенциалов начнём с рассмотрения наиболее простого термодинамического цикла, применяемого в машине Филиппса. Данное устройство и в настоящее время может быть реализовано, например, для производства жидкого воздуха в лабораторных условиях. Принцип функционирования тепловой машины Филиппса становится понятным из следующего высказывания Д. Эверета [4, стр. 259]: «Основными частями машины являются два поршня, перемещающиеся в одном цилиндре, содержащем идеальный газ и разделённом на две части теплообменником, состоящем из тонкой медной сетки ...». Кроме того, принцип работы поясняется рис. 2 под названием: «Цикл Филиппса в p - v координатах» и последующим анализом работы машины Филиппса, которая, с целью упрощения дальнейших расчётов, помещена нами в вакуум.

Рис. 2. Цикл Филиппа в p - v координатах

Вслед за Д. Эверетом [4, стр. 259–263] проведём рассмотрение цикла Филиппа, опираясь на рис. 1 и 2.

В разделе 1 приложения «В» своей монографии [4, стр. 260–261] Д. Эверет пишет: «При правом поршне, стоящем неподвижно, когда весь газ находится в высокотемпературной части цилиндра, левый поршень движется наружу и газ расширяется изотермически при температуре T_A . Машина совершает работу над окружающей средой ... при постоянной температуре $T = T_A$:

$$W_1 = \int_{p_1}^{p_2} p dV = RT_A \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3)$$

Одновременно от источника при температуре T_A отнимается теплота Q_1 ». На рис. 2 данный процесс иллюстрируется изотермой $p_1 - p_2$.

Этот же изотермический переход из точки p_1 в точку p_2 с точки зрения теории термодинамических потенциалов (рис. 1) может быть описан следующим образом. Химическая энергия, определяемая термодинамическим потенциалом Гельмгольца, в начальный момент времени равна (точка p_1) следующей величине:

$$F_1 = F_0 - RT_A \ln v_1. \quad (4)$$

Соответственно, после окончания рассматриваемого изотермического расширения идеального газа она может быть вычислена (рис. 1, точка p_2) с использованием уравнения, определяющего величину F_2 :

$$F_2 = F_0 - RT_A \ln v_2. \quad (5)$$

Следовательно, изменение (уменьшение) энергии Гельмгольца $\Delta F_{2,1}$ в данном изотермическом процессе соответствует отрезку $p_1 - p_2$ (рис. 1) и задаётся формулой

$$\Delta F_{2,1} = -RT_A \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (6)$$

Кроме того, известно [5, стр. 98], что в общем случае изменение свободной энергии Гельмгольца dF можно представить и в следующем виде:

$$dF = -SdT - pdv - \delta A_{\max}^*. \quad (7)$$

Наш процесс изотермический, следовательно $SdT = 0$, в то же время сторонняя не объёмно-механическая работа $\delta A_{\max}^*$ также равна нулю. В свою очередь, при интегрировании уравнения (7) в изотермических условиях и при отсутствии $\delta A_{\max}^*$

величина сторонней объёмно-механической работы $\Delta A_{\max}$ при бесконечно медленном изотермическом обратимом расширении идеального газа определяется следующим выражением:

$$\Delta A_{\max} = RT_A \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (8)$$

Графически данный процесс, помимо традиционного представления в координатах давление – объём (рис. 2, линия $p_1 - p_2$), можно представить и в координатах термодинамический потенциал Гельмгольца – абсолютная температура (рис. 1, линия $p_1 - p_2$). Причём в последнем случае, в силу того что свободная энергия Гельмгольца является функцией состояния системы, её изменение при переходе системы из точки p_1 в точку p_2 не зависит от пути процесса. При этом следует отметить, что в соответствии с рис. 1 величина внутренней энергии системы «идеальный газ» остаётся неизменной, а работа совершается исключительно за счёт протекания эндотермического химического процесса в изотермических условиях [2], то есть за счёт роста энтропии системы на следующую величину:

$$\Delta S = R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (9)$$

Очевидно, что данное изменение энтропии сопровождается соответствующим уменьшением свободной энергии Гельмгольца, определяемой соотношением

$$\Delta F = -RT_A \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (10)$$

В разделе 2 приложения «В» своей монографии [4, стр. 259–263] Д. Эверет пишет: «Оба поршня одновременно движутся вправо, и находящийся между ними объём остаётся постоянным. Газ переносится от высокотемпературной к низкотемпературной части цилиндра. При прохождении через теплообменник газ охлаждается до T_B , а его давление падает от p_2 до p_3 . Теплообменник запасает тепло в количестве $C_v(T_A - T_B)$, где C_v — теплоёмкость газа при постоянном объёме ... на этом этапе не совершается никакой работы и через стенки машины не происходит передачи тепла:

$$W_2 = 0, \quad (11)$$

$$Q_2 = 0.» \quad (12)$$

Данный процесс иллюстрируется прямой $p_2 - p_3$ на рис. 2. Однако если исходить, как мы условились ранее, из того факта, что анализу подвергается рабочее вещество (один моль идеального газа), то тогда необходимо принять, что в этом процессе оно теряет часть внутренней энергии U и, следовательно, $Q_2 \neq 0$, а определяется следующим соотношением:

$$Q_2 = C_v(T_B - T_A). \quad (13)$$

Таким образом, наблюдается уменьшение внутренней энергии идеального газа ΔU , определяемое величиной

$$\Delta U = Q_2. \quad (14)$$

В то же время рассматриваемый процесс сопровождается и изменением свободной энергии Гельмгольца $\Delta F_{3,2}$, величину которой для выбранных нами стандартных условий можно представить в следующем виде:

$$\Delta F_{3,2} = F_3 - F_2, \quad (15)$$

где $F_3 = F_0 - T_A R \ln v_2$, а $F_2 = F_0 - T_B R \ln v_2$.

Таким образом, для изменения (роста) свободной энергии Гельмгольца $\Delta F_{3,2}$ при переходе системы из точки p_2 в точку p_3 окончательно получаем:

$$\Delta F_{3,2} = -(T_B - T_A)R \ln v_2. \quad (16)$$

Очевидно, что рассматриваемая часть цикла будет сопровождаться и соответствующим изменением внутренней энергии (её уменьшением), определяемой следующей формулой:

$$\Delta U_{3,2} = C_v(T_B - T_A). \quad (17)$$

Графически данный процесс, помимо традиционного представления в координатах давление – объём (рис. 2, линия $p_2 - p_3$), можно представить и в координатах энергия Гельмгольца – абсолютная температура (рис. 1, линия $p_2 - p_3$) или в координатах внутренняя энергия – абсолютная температура (рис. 1, линия $U_1, U_2 \rightarrow U_3, U_4$). Причём в двух последних случаях, в силу того что свободная энергия Гельмгольца и внутренняя энергия являются функциями состояния системы, их изменение при переходе системы из точки p_2 в точку p_3 или из точки U_1, U_2 в точку U_3, U_4 не зависит от пути процесса.

В разделе 3 приложения «В» своей монографии [4, стр. 259–263] Д. Эверет пишет: «При стоящем неподвижно левом поршне газ изотермически сжимается при температуре T_B от объёма v_2 снова до объёма v_1 . Работа, совершаемая окружающей средой, равна

$$W_3 = -RT_B \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (18)$$

Теплота, отданная резервуару, равна Q_3 ».

Графически данный процесс традиционно представляется в координатах давление – объём (рис. 2, линия $p_3 - p_4$). Этот же изотермический переход идеального газа из точки p_3 в точку p_4 может быть описан и с позиции теории термодинамических потенциалов. В этом случае химическая энергия, определяемая свободной энергией Гельмгольца (смотри рис. 1, точка p_3), в начальный момент времени равна следующей величине:

$$F_3 = F_0 - T_B R \ln v_2. \quad (19)$$

Соответственно после окончания рассматриваемого процесса изотермического сжатия идеального газа при переходе из точки p_3 в точку p_4 свободная энергия Гельмгольца F_4 (рис. 1, точка p_4) может быть определена по формуле

$$F_4 = F_0 - T_B R \ln v_1. \quad (20)$$

Изменение (увеличение) энергии Гельмгольца $\Delta F_{4,3}$ в данной части цикла Филиппа соответствует отрезку $p_3 - p_4$ (рис. 1) и выражению

$$\Delta F_{4,3} = RT_B \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (21)$$

Известно [5, стр. 98], что в общем случае изменение свободной энергии Гельмгольца dF можно представить и в виде

$$dF = -SdT - pdv - \delta A_{\max}^*. \quad (22)$$

Наш процесс изотермический, следовательно $SdT = 0$, а сторонняя не объёмно-механическая работа $\delta A_{\max}^*$ равна нулю. В свою очередь, при интегрировании уравнения (22) в изотермических условиях (при отсутствии $\delta A_{\max}^*$), сторонняя объёмно-механическая работа $\Delta A_{\max}$ при бесконечно медленном изотермическом обратимом сжатии идеального газа определяется следующим выражением:

$$\Delta A_{\max} = -RT_B \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (23)$$

Графически данный процесс, помимо традиционного представления в координатах давление – объём (рис. 2, линия $p_3 - p_4$), можно представить и в координатах термодинамический потенциал Гельмгольца – абсолютная температура (рис. 1, линия $p_3 - p_4$). Причём в последнем случае, в силу того что свободная энергия Гельмгольца является функцией состояния системы, её изменение при переходе системы из точки p_3 в точку p_4 не зависит от пути процесса. При этом следует отметить, что в соответствии с рис. 1 величина внутренней энергии системы «идеальный газ» остаётся неизменной, а тепловыделение совершается исключительно за счёт протекания экзотермического химического процесса в изотермических условиях, то есть за счёт уменьшения энтропии системы ΔS :

$$\Delta S = -R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (24)$$

Очевидно, что данное изменение энтропии сопровождается соответствующим ростом свободной энергии Гельмгольца, определяемым следующим соотношением:

$$\Delta F = RT_A \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (25)$$

В разделе 4 приложения «В» своей монографии [4, стр. 259–263] Д. Эверет пишет: «Оба поршня двигаются налево, и общий объём газа остаётся неизменным. Газ переносится от низкотемпературного к высокотемпературному концу цилиндра. Когда газ проходит через теплообменник, он обратно забирает тепло в количестве равном $C_v(T_A - T_B)$ и нагревается до температуры T_A , а давление его поднимается до p_1 . Работа при этом не совершается и не происходит обмена теплом с окружающей средой:

$$W_4 = 0, \quad (26)$$

$$Q_4 = 0. \text{»} \quad (27)$$

Однако если исходить, как мы условились ранее, из факта, что анализу подвергается рабочее вещество (один моль идеального газа), то тогда необходимо принять, что в этом процессе оно приобретает часть внутренней энергии U и, следовательно, $Q_4 \neq 0$, а определяется следующим соотношением:

$$Q_4 = C_v(T_A - T_B). \quad (28)$$

Таким образом, мы получаем, что изменение внутренней энергии ΔU (её рост) можно оценить по формуле

$$\Delta U = Q_4. \quad (29)$$

В то же время данный процесс в терминах изменения свободной энергии Гельмгольца ΔF подлежит представлению и в следующем виде:

$$\Delta F_{1,4} = F_1 - F_4, \quad (30)$$

где $F_1 = F_0 - T_A R \ln v_1$, а $F_4 = F_0 - T_B R \ln v_1$.

Таким образом, для изменения (уменьшения) свободной энергии Гельмгольца $\Delta F_{4,1}$ при переходе системы из точки p_4 в точку p_1 при выбранных нами стандартных условиях для изотермических процессов окончательно получаем:

$$\Delta F_{4,1} = -(T_A - T_B) R \ln v_2. \quad (31)$$

Очевидно, что рассматриваемая часть цикла будет сопровождаться и соответствующим изменением (ростом) внутренней энергии, определяемой следующей формулой:

$$\Delta U_{4,1} = C_v(T_A - T_B). \quad (32)$$

Графически данный процесс, помимо традиционного представления в координатах давление – объём (рис. 2, линия $p_4 - p_1$), можно представить и в координатах энергия Гельмгольца – абсолютная температура (рис. 1, линия $p_4 - p_1$) или в координатах внутренняя энергия – абсолютная температура (рис. 1, линия $U_3, U_4 \rightarrow U_1, U_2$). Причём в двух последних случаях, в силу того что свободная энергия Гельмгольца и внутренняя энергия являются функциями состояния системы, их изменение при переходе системы из точки p_4 в точку p_1 или из точки U_3, U_4 в точку U_1, U_2 не зависит от пути процесса. При этом видно, что соответствующие изменения внутренней энергии на втором и четвёртом этапах равны друг другу по абсолютной величине, но противоположны по знаку и, таким образом, взаимно уничтожаются.

На этом этапе цикл Филиппса можно считать завершённым, а работу W , суммарно совершённую на всех этапах его протекания, в соответствии с Д. Эверетом [4, стр. 262], можно вычислить с использованием следующей формулы:

$$W = W_1 + W_3 = R(T_A - T_B) \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (33)$$

где W_1 и W_3 – работа, совершённая в изотермическом процессе, при температуре, соответственно, T_A и T_B .

С другой стороны, метод термодинамических потенциалов, учитывая, в соответствии с Д. Эверетом [4, стр. 262], энергетическую эквивалентность процессов нагревания и охлаждения идеального газа, приводит к соотношению, аналогичному формуле (33). В этом случае для разности термодинамических потенциалов ΔF , определяемой при прохождении всего цикла Филиппса, получаем:

$$\Delta F = \Delta F_{2,1} + \Delta F_{4,3} = -R(T_A - T_B) \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (34)$$

В то же время учёт того обстоятельства, что изменение термодинамических потенциалов при протекании изотермического процесса расширения (сжатия) идеального газа равно максимальной полезной работе, взятой с обратным знаком, говорит о практической эквивалентности последних двух соотношений и, следовательно, о возможности использования метода термодинамических потенциалов для анализа цикла Филиппса.

Тепловая машина Карно

Анализ работы термодинамического цикла Карно можно найти практически в любом курсе термодинамики. Поэтому просто воспользуемся его результатами, опираясь, например, на монографию И. Пригожина. В этом случае полная работа, получаемая за обратимый цикл Карно, для одного моля газа равна [6, стр. 83–86] следующей величине:

$$W = W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{41} = Q_{12} - Q_{34} = RT_A \ln \frac{v_2}{v_1} + RT_B \ln \frac{v_4}{v_3}, \quad (35)$$

где W_{12} , W_{23} , W_{34} , W_{41} – работа, осуществляемая на соответствующих этапах цикла Карно; Q_{12} – количество тепла, поглощённого на изотерме $p_1 - p_2$, и, соответственно, Q_{34} – количество тепла, выделившегося на изотерме $p_3 - p_4$; T_A и T_B – абсолютные температуры, соответственно, верхней и нижней изотерм цикла Карно. В свою очередь, v_1 , v_2 , v_3 , v_4 –

начальные объёмы одного моля идеального газа в начале соответствующих изотерм и адиабат цикла Карно, причём, $\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}$.

На рис. 3 «Цикл Карно в p - v координатах» показан график циклической работы машины Карно в координатах давление – объём идеального газа, а на рис. 1 тот же самый процесс рассматривается в координатах внутренняя энергия – абсолютная температура. С целью упрощения дальнейших расчётов примем, что рассматриваемое устройство находится в вакууме, и проведём анализ его работы с позиции химической термодинамики.

Такт 1. Изотермический переход $p_1 - p_2$. Рассмотрение этого процесса мы уже провели при анализе цикла Филиппса, поэтому просто приведём полученный ранее результат.

Работа, совершённая в этом случае идеальным газом, определяется следующей формулой (такт 1 цикла Филиппса, а также и такт 1 цикла Карно):

$$\Delta A_{\max} = RT_A \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (36)$$

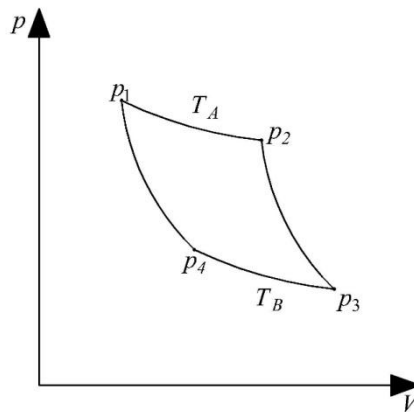


Рис. 3. Цикл Карно в p - v координатах

При этом следует отметить, что в соответствии с рис. 1 величина внутренней энергии системы «идеальный газ» остаётся неизменной, а работа совершается исключительно за счёт протекания эндотермического химического процесса, протекающего в изотермических условиях [2], и сопровождается ростом энтропии системы на величину

$$\Delta S = R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (37)$$

Очевидно, что данное изменение энтропии сопровождается соответствующим уменьшением свободной энергии Гельмгольца:

$$\Delta F = -RT_A \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (38)$$

На рис. 1 данный процесс изображается точкой U_1 , U_2 , так как изменение внутренней энергии в данном случае не наблюдается.

Такт 2. Адиабатический переход $p_2 - p_3$. Для анализа этого процесса воспользуемся уравнением, объединяющим первое и второе начала термодинамики [5, стр. 97]:

$$\delta A'_{\max} = -dU + TdS - PdV, \quad (39)$$

где $\delta A'_{\text{макс}}$ – изменение максимальной полезной работы (не объёмно-механической); dU – изменение внутренней энергии системы; T – абсолютная температура; dS – изменение энтропии системы; P – давление в системе; v – объём, в котором находится один моль идеального газа.

В нашем случае при адиабатическом расширении идеального газа сторонняя не объёмно-механическая работа отсутствует, то есть $\delta A'_{\text{макс}} = 0$, а в силу постоянства энтропии и величина $TdS = 0$. В таком случае получаем:

$$dU = -Pdv. \quad (40)$$

И, следовательно, всё изменение (уменьшение) величины внутренней энергии системы будет равно максимальной полезной объёмно-механической работе.

В свою очередь, при охлаждении идеального газа от температуры T_A до температуры T_B , в соответствии с И. Пригожиным [6, стр. 158], для интегрального процесса изменения ΔU (внутренней энергии) можно привести выражение

$$\Delta U = -C_v(T_A - T_B). \quad (41)$$

Таким образом, следует констатировать, что максимальная полезная объёмно-механическая работа, которую может совершить система «идеальный газ» в адиабатическом процессе, определяется интегрированием уравнения (40) в пределах, устанавливаемых соотношением (41), и, следовательно, может быть рассчитана по следующей формуле:

$$C_v(T_A - T_B) = RT_B \ln \frac{v_3}{v_2}. \quad (42)$$

Так как в последнем равенстве неизвестна только одна величина, то, следовательно, оно пригодно для определения конкретного значения v_3 . Аналогичная ситуация (с точностью до знака) возникает и при адиабатическом сжатии идеального газа.

На рис. 1 данный процесс изображается отрезком $U_1, U_2 \rightarrow U_3, U_4$.

Такт 3. Изотермический переход $p_3 - p_4$. Рассмотрение этого процесса мы уже провели при анализе цикла Филиппа, поэтому просто приведём полученный ранее результат с учётом новых обозначений:

$$\Delta A_{\text{макс}} = -RT_B \ln \frac{v_3}{v_4}. \quad (43)$$

На рис. 1 данный процесс изображается точкой U_3, U_4 , так как изменение внутренней энергии в данном случае не наблюдается.

Такт 4. Адиабатический переход $p_4 - p_1$. Анализ этого процесса, с точностью до знака, проведён нами ранее при рассмотрении такта 2 цикла Карно, поэтому в данном разделе просто приведём конечную формулу, определяющую изменение внутренней энергии рассматриваемой системы:

$$C_v(T_A - T_B) = -RT_B \ln \frac{v_1}{v_4}. \quad (44)$$

Так как в последнем равенстве неизвестна только одна величина, то, следовательно, оно пригодно и для определения конкретного значения v_4 . Кроме того, следует отметить, что объёмно-механические работы, присутствующие в соотношениях (42) и (44), равны друг другу, но противоположны по знаку, поэтому в циклическом процессе они взаимно уничтожаются.

На рис. 1 данный процесс изображается отрезком $U_3, U_4 \rightarrow U_1, U_2$.

Таким образом, можно констатировать, что сложение всех работ цикла Карно, полученных с использованием метода термодинамических потенциалов, приводит к

соотношению, аналогичному формуле (35). В этом случае для разности термодинамических потенциалов ΔF , определяемой при прохождении всего цикла, получаем:

$$\Delta F = \Delta F_{2,1} + \Delta F_{4,3} = -R(T_A - T_B) \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (45)$$

В то же время, учитывая то обстоятельство, что изменение термодинамических потенциалов при протекании изотермического процесса расширения (сжатия) идеального газа равно максимальной полезной работе, взятой с обратным знаком, получаем соотношение (35), определяющее работу цикла Карно.

Данный факт свидетельствует о полной эквивалентности результатов, полученных для рассматриваемого цикла как с использованием традиционных методов анализа, так и с использованием метода термодинамических потенциалов.

Обсуждение результатов и выводы

В последние годы наблюдается устойчивый интерес к исследованию идеального газа со стороны как отечественных, так и иностранных специалистов, что подтверждается целым рядом публикаций, посвящённых этой проблеме [7–10]. Представленная работа выполнена в рамках этого мощного современного тренда. В ней проведён сравнительный анализ поведения идеального газа с использованием традиционных методов исследования и метода термодинамических потенциалов при осуществлении циклов Филиппа и Карно, что позволило установить полную эквивалентность полученных результатов. Кроме того, следует отметить, что при использовании в качестве рабочего тела в тепловых машинах Филиппа и Карно реальных газов, возникают технические и математические трудности, связанные с созданием и интегрированием соответствующих уравнений состояния. В данном случае метод термодинамических потенциалов имеет преимущества, так как позволяет непосредственно использовать активность вещества (газа) и весь арсенал химической термодинамики для анализа циклических процессов.

На основании проведённой работы можно сделать следующие **выводы**:

1. Построена диаграмма в координатах абсолютная температура – свободная энергия Гельмгольца, внутренняя энергия, описывающая процесс работы тепловой машины Филиппа, с использованием идеального газа в качестве рабочего тела.
2. Проведён анализ работы тепловой машины Филиппа с использованием метода термодинамических потенциалов и показана полная идентичность данных результатов с результатами, полученными при использовании традиционных методов анализа на основе диаграммы давление – объём для рабочего тела «идеальный газ».
3. Построена диаграмма в координатах абсолютная температура – внутренняя энергия, описывающая процесс работы тепловой машины Карно, с использованием идеального газа в качестве рабочего тела.
4. Проведён анализ работы тепловой машины Карно с использованием метода термодинамических потенциалов и показана полная идентичность данных результатов с результатами, полученными при использовании традиционных методов анализа на основе диаграммы давление – объём для рабочего тела «идеальный газ».

Литература.

1. Киселёв В.Г. Парадокс Гиббса и его решение / В.Г. Киселёв // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. 2016. № 11-12. С. 129–137.
2. Киселёв В.Г. Изотермическое расширение идеального газа и химическое сродство / В.Г. Киселёв // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. 2017. № 11-12. С. 110–118.
3. Маршаков И.К. Термодинамика и коррозия сплавов: монография / И.К. Маршаков// Воронеж: Изд-во «Воронежского университета», 1983. 168 с.
4. Эверет Д. Введение в химическую термодинамику: монография/ Д. Эверет // Москва: «Издательство иностранной литературы», 1963. 299 с.

5. Карапетьянц М.Х. Химическая термодинамика: монография / М.Х. Карапетьянц // Москва – Ленинград: «Государственное научно-техническое издательство химической литературы», 1953. 611 с.
6. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур: монография / И. Пригожин, Д. Кондепуди // М.: Мир, 2002. 461 с.
7. Куликова А.А. Особенности прямых круговых процессов в идеальном газе / А.А. Куликова, И.Н. Дюкова, И.В. Иванова // Известия Санкт-Петербургской лесотехнической академии. 2015. № 212. С. 130–139.
8. Oxtoby N.P. Ideal gas behavior of a strongly coupled complex (dusty) plasma / N.P. Oxtoby, E.J. Griffith, C. Durniak, J.F. Ralph, D. Samsonov // Physical Review Letters. 2013. Vol. 111(1). P. 015002(1–5).
9. Lastovka V. Predictive correlations for ideal gas heat capacities of pure hydrocarbons and petroleum fractions / V. Lastovka, J.M. Shaw // Fluid Phase Equilibria. 2013. Vol. 356. P. 338–370.
10. Williams D.M. On stagnation pressure increases in calorically perfect ideal gases / D.M. Williams, D.S. Kamenetskiy, P.R. Spalart // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2016. Vol. 58. P. 40–53.

Авторы публикации

Киселев Владимир Геннадьевич — д-р техн. наук, профессор кафедры «Атомная и тепловая энергетика» Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого. E-mail: kis_vg@mail.ru.

References

1. Kiselev V.G. Gibbs paradox and it's solution / V.G. Kiselev // Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Problemy energetiki. 2016. № 11-12. P. 129–137.
2. Kiselev V.G. The isothermal expansion of perfect gas and the chemical affinity / V.G. Kiselev // Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Problemy energetiki. 2016. № 11-12. P. 110–118.
3. Marshakov I.K. Thermodynamics and corrosion of alloys: monograph / I.K. Marshakov // Voronezh: Publishing house "Voronezh University", 1983. 168 p.
4. Everett D. Introduction to chemical thermodynamics: monograph / D. Everett // Moscow: "Foreign Literature Publishing House", 1963. 299 p.
5. Karapetyants M.H. Chemical thermodynamics: monograph / M.H. Karapetyants // Moskva – Leningrad: «Gosudarstvennoe nauchno-tehnicheskoe izdatel'stvo himicheskoy literatury», 1953. 611 p.
6. Prigozhin I., Kondepudi D. Contemporary thermodynamics. From the heat engines to the dissipative structures: monograph / I. Prigogine, D. Kondepudi // M.: Mir, 2002. 461 p.
7. Kulikova A.A. Features of direct circular processes in an ideal gas / A.A. Kulikova, I.N. Dyukova, I.V. Ivanova // Izvestiya Sankt-Peterburgskoy lesotekhnicheskoy akademii. 2015. № 212. P. 130–139.
8. Oxtoby N.P. Ideal gas behavior of a strongly coupled complex (dusty) plasma / N.P. Oxtoby, E.J. Griffith, C. Durniak, J.F. Ralph, D. Samsonov // Physical Review Letters. 2013. Vol. 111(1). P. 015002(1–5).
9. Lastovka V. Predictive correlations for ideal gas heat capacities of pure hydrocarbons and petroleum fractions / V. Lastovka, J.M. Shaw // Fluid Phase Equilibria. 2013. Vol. 356. P. 338–370.
10. Williams D.M. On stagnation pressure increases in calorically perfect ideal gases / D.M. Williams, D.S. Kamenetskiy, P.R. Spalart // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2016. Vol. 58. P. 40–53.

Authors of the publication

Kiselev Vladimir Gennad'evich — Doc. Sci. (Techn.), professor, department “Nuclear and Heat Power Engineering”, Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University.

Поступила в редакцию

11 апреля 2018 г.

РЕЦЕНЗИИ И ИНФОРМАЦИЯ

ГУРЕВИЧ В.И.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ИМПУЛЬС ВЫСОТНОГО ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА И ЗАЩИТА ЭЛЕКТРООБОРУДОВАНИЯ ОТ НЕГО



В издательстве Инфра-Инженерия вышла в свет новая книга канд. техн. наук В.И. Гуревича, объемом свыше 500 страниц, под интригующим названием: *"Электромагнитный импульс высотного ядерного взрыва и защита электрооборудования от него"*.

В этой необычной книге рассказывается об истории развития военных ядерных программ в СССР и США, о роли разведки в создании ядерного оружия в СССР, обнаружении электромагнитного импульса при ядерном взрыве (ЭМИ ЯВ), о многочисленных испытаниях ядерных боеприпасов.

В доступной для неспециалистов в области ядерной физики форме описан процесс образования ЭМИ ЯВ при подрыве ядерного боеприпаса на большой высоте, показано влияние многочисленных факторов на интенсивность ЭМИ ЯВ и его параметры.

Рассмотрено влияние ЭМИ ЯВ на электронные компоненты и устройства, а также

и на силовое электрооборудование энергосистем. Большую часть книги занимает описание практических (а не теоретических, как в сотнях отчетов на эту тему) средств и методов защиты электронного и электротехнического оборудования от ЭМИ ЯВ, испытания этого оборудования на устойчивость к ЭМИ ЯВ, оценки эффективности средств защиты.

В книге использованы многочисленные документы и фотографии, которые были рассекречены и стали общедоступными лишь недавно.

По широте охвата проблемы, новизне, глубине и практической значимости описанных технических решений книга является, фактически, энциклопедией ЭМИ ЯВ и не имеет аналогов на книжном рынке.

Книга рассчитана на инженеров-электриков и энергетиков, разрабатывающих, проектирующих и эксплуатирующих электронное и электротехническое оборудование, а также будет полезна преподавателям вузов и студентам. Много интересного найдут в ней также и любители истории техники.