

СРАВНЕНИЕ ЭНТРОПИИ СМЕСИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ С СУММАРНОЙ ЭНТРОПИЕЙ ВЫДЕЛЕННЫХ ИЗ НЕЕ КОМПОНЕНТОВ

Ю. Ф. Гунько¹, А. А. Куликов²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,

Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9

² Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет,

Российская Федерация, 194021, Санкт-Петербург, Институтский пер., 5

В работе получены выражения, которые позволяют определить энтропию смеси идеальных газов через энтропии выделенных из нее компонентов, находящихся после выделения в двух различных состояниях. В первом случае компоненты находятся при температуре и давлении смеси, во втором случае — при температуре смеси и своем парциальном давлении.

В результате анализа полученных выражений определены условия, при которых энтропия смеси будет равна сумме энтропий ее компонентов. Проведенный анализ позволяет устранить ряд противоречий, которые традиционно объединяются под рубрикой «парадокс Гиббса». Библиогр. 4 назв.

Ключевые слова: смесь идеальных газов, энтропия смеси, парадокс Гиббса.

Рассмотрим смесь идеальных газов, находящуюся в состоянии термодинамического равновесия при давлении $p_{см}$, абсолютной температуре $T_{см}$ и удельном объеме $v_{см}$.

Будем считать, что эту смесь можно разделить на отдельные компоненты. В зависимости от способа разделения компоненты в конце процесса могут находиться в различных состояниях. Рассмотрим два возможных варианта, в которых температуры компонентов после разделения будут одинаковыми и равными $T_{см}$, а давления будут разными. В первом случае давление каждого компонента будет равно давлению смеси $p_{см}$:

$$p_i^1 = p_{см}, \quad (1)$$

где p_i^1 — давление i -го компонента в первом варианте разделения (i — целочисленный индекс компонента, изменяющийся от 1 до n ; n — число компонентов смеси).

Во втором случае давление каждого компонента в конце процесса будет равно его парциальному давлению в смеси $p_{пар}$:

$$p_i^2 = p_{пар}, \quad (2)$$

где p_i^2 — давление i -го компонента во втором варианте разделения.

Известно, что при выполнении условия (1), объем, который занимает каждый компонент после разделения смеси будет равен его приведенному объему. Соответственно удельный объем i -го компонента в этом случае v_i^1 определятся отношением

$$v_i^1 = \frac{V_i}{m_i}, \quad (3)$$

где V_i — приведенный объем i -го компонента; m_i — масса i -го компонента.

При выполнении условия (2) объем каждого компонента после разделения будет равен объему всей смеси $V_{\text{см}}$. Соответственно удельный объем i -го компонента в этом случае определяется соотношением

$$v_i^2 = \frac{V_{\text{см}}}{m_i}. \quad (4)$$

Очевидно, что значения энтропии каждого компонента в этих двух случаях — в двух несовпадающих состояниях равновесия — будут различными. Соответственно в этих двух случаях будут отличаться разности между энтропией всей смеси в исходном состоянии и суммарной энтропией компонентов после разделения.

Смесь идеальных газов, как известно, можно рассматривать как идеальный газ, свойства которого рассчитываются по известному составу смеси, например заданному массовыми долями компонентов, и по известным свойствам компонентов. В частности, газовая постоянная смеси $R_{\text{см}}$ и удельная теплоемкость при постоянном объеме $c_{v,\text{см}}$ определяются по формулам [2]

$$R_{\text{см}} = R_0 \cdot \sum_{i=0}^n \frac{g_i}{\mu_i}, \quad c_{v,\text{см}} = \sum_{i=0}^n c_{v,i} \cdot g_i, \quad (5)$$

где R_0 — универсальная газовая постоянная; g_i — массовая доля i -го компонента, $g_i = m_i/m_{\text{см}}$; $m_{\text{см}}$ — масса всей смеси, $m_{\text{см}} = \sum_{i=0}^n m_i$; μ_i — молярная масса i -го компонента; $c_{v,i}$ — удельная теплоемкость i -го компонента при постоянном объеме.

Удельный объем смеси $v_{\text{см}}$ определяется отношением

$$v_{\text{см}} = \frac{V_{\text{см}}}{m_{\text{см}}}. \quad (6)$$

Формулу для вычисления энтропии идеального газа, находящегося в некотором равновесном состоянии, можно получить, используя первый и второй законы термодинамики равновесных процессов. На основе первого закона, взятого, например, в форме [3]

$$\delta q = du + p dv, \quad (7)$$

где u — удельная внутренняя энергия газа; δq — количество теплоты, переданное газу в элементарном процессе, отнесенное к единице массы; p и v — давление и удельный объем газа.

После деления (7) на абсолютную температуру газа T получаем

$$\frac{\delta q}{T} = \frac{du}{T} + \frac{p dv}{T}. \quad (8)$$

Учитывая известные свойства идеального газа [2], можем написать

$$du = c_v dT, \quad (9)$$

$$p v = R T, \quad (10)$$

$$c_p - c_v = R, \quad (11)$$

где c_p и c_v — удельные теплоемкости газа при постоянном давлении и постоянном объеме; R — газовая постоянная.

Подставляя (9)–(11) в (8) получаем

$$\frac{\delta q}{T} = \frac{c_v dT}{T} + \frac{R dv}{v}. \quad (12)$$

В соответствии со вторым началом термодинамики будем иметь

$$\frac{\delta q}{T} = ds, \quad (13)$$

где s — удельная энтропия.

При постоянных c_p и c_v интегрирование (12), с учетом соотношения (13), приводит к равенству

$$s(T, v) = c_v \ln T + R \ln v + s_0, \quad (14)$$

где s_0 — удельная энтропийная постоянная идеального газа.

Для каждого конкретного идеального газа s_0 имеет свое определенное значение.

Выражение для удельной энтропии можно также записать в форме

$$s(T, p) = c_p \ln T - R \ln p + (s_0 + R \ln R). \quad (15)$$

Величина s_0 , входящая в формулы (14) и (15), может быть определена методами статистической физики.

Если предположить, что энтропия идеального газа известна при некоторых заданных, например стандартных, значениях параметров состояния: при давлении $p_{\text{ст}} = 101\,325$ Па, температуре $T_{\text{ст}} = 293,15$ К и соответствующем удельном объеме $v_{\text{ст}}$, то по указанным значениям с учетом (14) получаем

$$s_0 = s(T_{\text{ст}}, v_{\text{ст}}) - c_v \ln T_{\text{ст}} - R \ln v_{\text{ст}}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (14), получаем формулу для вычисления энтропии идеального газа в произвольном равновесном состоянии, характеризуемом параметрами p , T и v :

$$s(T, v) = c_v \ln T + R \ln v + s(T_{\text{ст}}, v_{\text{ст}}) - c_v \ln T_{\text{ст}} - R \ln v_{\text{ст}}. \quad (17)$$

Формула (17) справедлива для данного вещества только при достаточно высоких температурах.

Опишем один из способов, которым можно определить $s(T_{\text{ст}}, v_{\text{ст}})$.

Как известно, для процессов, протекающих при постоянном давлении, можно записать

$$\delta q = c_p dT. \quad (18)$$

Экспериментально установлено, что значение c_p всех веществ стремится к нулю при T , стремящемся к нулю [3].

Рассмотрим равновесный изобарный процесс при давлении $p_{\text{ст}}$. Будем считать, что в ходе процесса температура вещества увеличивается от абсолютного нуля до стандартной температуры $T_{\text{ст}}$. Очевидно, что такой процесс будет сопровождаться фазовыми переходами. С учетом этого из (18) получаем

$$\int_0^{T_{\text{ст}}} \frac{\delta q}{T} = \int_0^{T_{\text{ст}}} \frac{c_p dT}{T} + \sum_{j=1}^k \frac{\Delta h_j}{T_j}, \quad (19)$$

где k — число фазовых переходов; Δh_j — изменение удельной энтальпии вещества в j -м фазовом переходе; T_j — температура j -го фазового перехода.

Так как рассматриваемый процесс предполагается равновесным, будем иметь

$$\int_0^{T_{\text{CT}}} \frac{\delta q}{T} = \int_0^{T_{\text{CT}}} ds = s(T_{\text{CT}}, p_{\text{CT}}) - s(0, p_{\text{CT}}), \quad (20)$$

где $s(T_{\text{CT}}, p_{\text{CT}})$ и $s(0, p_{\text{CT}})$ — значения удельной энтропии вещества, из которого состоит газ, при давлении p_{CT} и температурах, равных T_{CT} и нулю соответственно.

Из третьего закона термодинамики известно, что энтропия всех равновесных конденсированных систем стремится к нулю при стремлении к нулю абсолютной температуры [4]. Следовательно, (19) можно записать в следующем виде:

$$\int_0^{T_{\text{CT}}} \frac{c_p dT}{T} + \sum_{j=1}^k \frac{\Delta h_j}{T_j} = s(T_{\text{CT}}, p_{\text{CT}}) = s(T_{\text{CT}}, v_{\text{CT}}). \quad (21)$$

Из (21) видно, что для вычисления энтропии вещества при стандартном давлении p_{CT} и температуре T_{CT} требуется знать зависимость удельной теплоемкости c_p от абсолютной температуры в диапазоне от нуля до T_{CT} и изменения удельной энтальпии вещества в результате возможных фазовых переходов Δh_j , происходящих при температурах T_j .

Подставляя (21) в (16), получаем выражение для удельной энтропийной постоянной идеального газа:

$$s_0 = \int_0^{T_{\text{CT}}} \frac{c_p dT}{T} + \sum_{j=1}^k \frac{\Delta h_j}{T_j} - c_v \ln T_{\text{CT}} - R \ln v_{\text{CT}}. \quad (22)$$

Воспользовавшись (14), привлекая (5) и (6), запишем формулу для вычисления энтропии смеси идеальных газов в начальном состоянии:

$$\begin{aligned} S_{\text{CM}} &= m_{\text{CM}} \cdot s_{\text{CM}} \left(T_{\text{CM}}, \frac{V_{\text{CM}}}{m_{\text{CM}}} \right) = \\ &= m_{\text{CM}} \left[\left(\sum_{i=1}^n c_{v,i} \cdot g_i \right) \cdot \ln T_{\text{CM}} + \left(R_0 \sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i} \right) \cdot \ln \left(\frac{V_{\text{CM}}}{m_{\text{CM}}} \right) + s_{0,\text{CM}} \right], \quad (23) \end{aligned}$$

где S_{CM} — энтропия всей смеси, $s_{\text{CM}}(T_{\text{CM}}, V_{\text{CM}}/m_{\text{CM}})$ — удельная энтропия смеси, $s_{0,\text{CM}}$ — удельная энтропийная постоянная смеси.

Аналогичным образом из (14) получаем формулы для энтропии i -го компонента смеси, находящегося в двух различных состояниях, соответствующих условиям (1) и (2):

$$S_{i,p_{\text{CM}}} = m_i \cdot s_i \left(T_{\text{CM}}, \frac{V_i}{m_i} \right) = m_i \left(c_{v,i} \cdot \ln T_{\text{CM}} + \frac{R_0}{\mu_i} \cdot \ln \left(\frac{V_i}{m_i} \right) + s_{0,i} \right), \quad (24)$$

$$S_{i,p_i} = m_i \cdot s_i \left(T_{\text{CM}}, \frac{V_{\text{CM}}}{m_i} \right) = m_i \left(c_{v,i} \cdot \ln T_{\text{CM}} + \frac{R_0}{\mu_i} \cdot \ln \left(\frac{V_{\text{CM}}}{m_i} \right) + s_{0,i} \right), \quad (25)$$

где $S_{i,p_{см}}$ и S_{i,p_i} — энтропии i -го компонента при условиях (1) и (2) соответственно; $s_i(T_{см}, V_i/m_i)$ и $s_i(T_{см}, V_{см}/m_i)$ — удельные энтропии i -го компонента при условиях (1) и (2); $s_{0,i}$ — удельная энтропийная постоянная i -го компонента.

В соответствии с (24) сумма энтропий выделенных компонентов смеси $S_{\Sigma,p_{см}}$ при условии (1) будет равна

$$S_{\Sigma,p_{см}} = \sum_{i=1}^n m_i \left(c_{v,i} \cdot \ln T_{см} + \frac{R_0}{\mu_i} \cdot \ln \left(\frac{V_i}{m_i} \right) + s_{0,i} \right). \quad (26)$$

В соответствии с (25) сумма энтропий компонентов S_{Σ,p_i} при условии (2) будет определяться соотношением

$$S_{\Sigma,p_i} = \sum_{i=1}^n S_{i,p_i} = \sum_{i=1}^n m_i \cdot \left(c_{v,i} \cdot \ln T_{см} + \frac{R_0}{\mu_i} \cdot \ln \left(\frac{V_{см}}{m_i} \right) + s_{0,i} \right). \quad (27)$$

Величины $S_{\Sigma,p_{см}}$ и S_{Σ,p_i} отличаются друг от друга, так как отличаются энтропии компонентов в двух различных состояниях равновесия. Из (26) и (27) можно получить выражение для разности между этими величинами:

$$\Delta S = S_{\Sigma,p_i} - S_{\Sigma,p_{см}} = R_0 \sum_{i=1}^n \nu_i \cdot \ln \left(\frac{\nu_{см}}{\nu_i} \right), \quad (28)$$

где ν_i — число молей i -го компонента в смеси, при этом при этом $\nu_{см}$ — число молей всей смеси, $\nu_{см} = \sum_{i=1}^n \nu_i$.

Из (28) следует, что ΔS будет стремиться к нулю при одном условии: если число молей некоторого i -го компонента ν_i будет стремиться к $\nu_{см}$, то есть в предельном случае, когда смесь будет состоять из одного чистого газа.

Выражения (23), (26) и (27) позволяют определить разность между энтропией смеси в начальном состоянии и суммарной энтропией компонентов после их выделения из смеси. После элементарных преобразований можно получить

$$\Delta S_{p_{см}} = S_{см} - S_{\Sigma,p_{см}} = R_0 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i} \cdot \ln \left(\frac{\mu_i}{\mu_{см}} \right) + m_{см} \left(s_{0,см} - \sum_{i=1}^n g_i \cdot s_{0,i} \right), \quad (29)$$

$$\Delta S_{p_i} = S_{см} - S_{\Sigma,p_i} = R_0 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i} \cdot \ln g_i + m_{см} \left(s_{0,см} - \sum_{i=1}^n g_i \cdot s_{0,i} \right), \quad (30)$$

где $\Delta S_{p_{см}}$ и ΔS_{p_i} — разность между энтропией компонентов при условиях (1) и (2) соответственно.

Входящие в (26), (27) и (29), (30) величины $s_{0,см}$ и $s_{0,i}$, в соответствии с (22), определяются следующими выражениями (в выражении для $s_{0,i}$ для наглядности будем считать, что в диапазоне температур от нуля до $T_{ст}$ в каждом выделенном из смеси компоненте происходят два фазовых перехода при температурах $T_{i,1}$ и $T_{i,2}$ с соответствующими изменениями удельной энтальпии $\Delta h_{i,1}$ и $\Delta h_{i,2}$):

$$s_{0,см} = \int_0^{T_{ст}} \frac{c_{p_{см}} dT}{T} + \sum_{j=1}^k \frac{\Delta h_{см,j}}{T_{см,j}} - c_{v,см} \ln T_{ст} - R_{см} \ln \nu_{см, ст}, \quad (31)$$

$$s_{0,i} = \int_0^{T_{\text{CT}}} \frac{c_{p,i} dT}{T} + \frac{\Delta h_{i,1}}{T_{i,1}} + \frac{\Delta h_{i,2}}{T_{i,2}} - c_{v,i} \ln T_{\text{CT}} - R_i \ln v_{i,\text{CT}}, \quad (32)$$

где $c_{p_{\text{CM}}}$ и $c_{p,i}$ — удельные теплоемкости при постоянном давлении p_{CT} всей смеси и i -го компонента соответственно, являющиеся функциями температуры, в диапазоне от нуля до T_{CT} ; j — целочисленный индекс фазового перехода в смеси, изменяющийся от 1 до k , k — число фазовых переходов в смеси в изобарном процессе при ее нагреве от нуля до T_{CT} ; $\Delta h_{\text{CM},j}$ — изменение удельной энтальпии смеси в j -м фазовом переходе; $T_{\text{CM},j}$ — температура j -го фазового перехода в смеси; $v_{\text{CM},\text{CT}}$ и $v_{i,\text{CT}}$ — удельный объем смеси и i -го компонента при p_{CT} и T_{CT} .

При этом очевидно, что справедливы следующие равенства:

$$v_{\text{CM},\text{CT}} = \frac{V_{\text{CM},\text{CT}}}{m_{\text{CM}}} = \frac{R_{\text{CM}} \cdot T_{\text{CT}}}{p_{\text{CT}}}, \quad (33)$$

$$v_{i,\text{CT}} = \frac{V_{i,\text{CT}}}{m_i} = \frac{R_i \cdot T_{\text{CT}}}{p_{\text{CT}}}, \quad (34)$$

$$V_{\text{CM},\text{CT}} = \sum_{i=1}^n V_{i,\text{CT}}, \quad (35)$$

где $V_{\text{CM},\text{CT}}$ и $V_{i,\text{CT}}$ — объемы, которые будут занимать смесь и i -й компонент при давлении p_{CT} и температуре T_{CT} .

В выражениях (29) и (30) введем обозначение

$$\Delta S_0 = m_{\text{CM}} \left(s_{0,\text{CM}} - \sum_{i=1}^n g_i \cdot s_{0,i} \right). \quad (36)$$

Подставляя в (36) выражения (31) и (32), после преобразований можно получить

$$\begin{aligned} \Delta S_0 = m_{\text{CM}} & \int_0^{T_{\text{CT}}} \frac{c_{p_{\text{CM}}} - \sum_{i=1}^n g_i \cdot c_{p,i}}{T} dT + \\ & + m_{\text{CM}} \left[\sum_{j=1}^k \frac{\Delta h_{\text{CM},j}}{T_{\text{CM},j}} - \sum_{i=1}^n g_i \cdot \left(\frac{\Delta h_{i,1}}{T_{i,1}} + \frac{\Delta h_{i,2}}{T_{i,2}} \right) \right] - R_0 \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i} \cdot \ln \frac{g_i}{k_i}, \quad (37) \end{aligned}$$

где k_i — мольная доля i -го компонента, $k_i = \nu_i / \nu_{\text{CM}}$.

Введем обозначение

$$\sigma = m_{\text{CM}} \int_0^{T_{\text{CT}}} \frac{c_{p_{\text{CM}}} - \sum_{i=1}^n g_i \cdot c_{p,i}}{T} dT + m_{\text{CM}} \left[\sum_{j=1}^k \frac{\Delta h_{\text{CM},j}}{T_{\text{CM},j}} - \sum_{i=1}^n g_i \cdot \left(\frac{\Delta h_{i,1}}{T_{i,1}} + \frac{\Delta h_{i,2}}{T_{i,2}} \right) \right]. \quad (38)$$

Подставляя (37) в (29) и (30), с учетом (38) получаем

$$\Delta S_{p_{\text{CM}}} = \sigma, \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \Delta S_{p_i} &= R_0 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i} \cdot \ln g_i + \sigma - R_0 \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i} \ln \left(\frac{g_i}{k_i} \right) = \\ &= \sigma + R_0 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i} \cdot \ln k_i = \sigma + R_0 \cdot \sum_{i=1}^n \nu_i \cdot \ln \left(\frac{\nu_i}{\nu_{\text{CM}}} \right). \end{aligned} \quad (40)$$

Из (39) видно, что $\Delta S_{p_{\text{CM}}}$ равно нулю только тогда, когда величина σ будет равна нулю. Это в соответствии с (38) будет иметь место при одновременном выполнении двух следующих равенств:

$$c_{p_{\text{CM}}} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot c_{p,i}, \quad (41)$$

$$\sum_{j=1}^k \frac{\Delta h_{\text{CM},j}}{T_{\text{CM},j}} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot \left(\frac{\Delta h_{i,1}}{T_{i,1}} + \frac{\Delta h_{i,2}}{T_{i,2}} \right). \quad (42)$$

Равенство (41) требует выполнения определяемой массовыми долями зависимости между теплоемкостью смеси и теплоемкостями веществ компонентов во всем диапазоне температур от нуля до T_{CT} .

Равенство (42) накладывает определенные требования на параметры фазовых переходов в диапазоне температур от нуля до T_{CT} , которые проходят в смеси и отдельно в чистых веществах, из которых состоит смесь. В частности, (42) может выполняться тогда, когда температура затвердевания всех чистых веществ, из которых состоит смесь, будет одинаковой и в случае, когда вещество затвердевает отдельно, и в случае, когда оно затвердевает, находясь в смеси с другими компонентами.

Очевидно, что подтверждение одновременного выполнения равенств (41) и (42) в каждом конкретном случае требует дополнительных исследований.

В случае выполнения равенств (41) и (42) из (39) следует, что энтропия смеси идеальных газов равна суммарной энтропии выделенных из нее компонентов, только при условии, что каждый компонент находится при температуре T_{CM} и давлении p_{CM} .

Установленный факт позволяет устранить ряд противоречий, связанных с парадоксом Гиббса.

Из (40) видно, что ΔS_{p_i} может быть равна нулю при одновременном выполнении двух условий: величина σ должна быть равна нулю и мольная доля k_i какого-то одного i -го газа должна быть равна единице. Очевидно, что выполнение второго условия соответствует предельному случаю, когда смесь состоит из одного газа. В этом случае автоматически будет выполняться и условие $\sigma = 0$. Следовательно, только тогда, когда смесь будет состоять из одного чистого газа, то есть смеси как таковой не будет, можно написать

$$S_{\text{CM}} = m_{\text{CM}} s_{\text{CM}} \left(T_{\text{CM}}, \frac{V_{\text{CM}}}{m_{\text{CM}}} \right) = S_{p_i, \Sigma} = m_1 \cdot s_1 \left(T_{\text{CM}}, \frac{V_{\text{CM}}}{m_1} \right). \quad (43)$$

Если в (40) выполняется только одно условие $\sigma = 0$, что соответствует выполнению равенств (41) и (42), то из (40) получаем

$$S_{\text{CM}} = \sum_{i=1}^n m_i \cdot s_i \left(T_{\text{CM}}, \frac{V_{\text{CM}}}{m_i} \right) + R_0 \cdot \sum_{i=1}^n \nu_i \cdot \ln \left(\frac{\nu_i}{\nu_{\text{CM}}} \right). \quad (44)$$

Из (44) следует, что энтропия смеси идеальных газов всегда отличается от суммарной энтропии выделенных из нее компонентов, если они после выделения находятся при температуре смеси $T_{см}$ и своем парциальном давлении.

Литература

1. *Игнатович В. Н.* Парадокс Гиббса с точки зрения математика. Киев: Атопол, 2010. 80 с.
2. *Крутов В. И.* Техническая термодинамика. М.: Высш. шк., 1991. 384 с.
3. *Fermi E.* Thermodynamics. Prentice Hall, 1937.
4. *Plank M.* Einführung in die Theoretische Physik. V. Einführung in die Theorie der Wörme. Leipzig: Verlag von S. Hirzel, 1930.

Статья поступила в редакцию 17 февраля 2016 г.

Сведения об авторах

Гулько Юрий Федорович — кандидат физико-математических наук, доцент; yurigunko@gmail.com

Куликов Александр Александрович — кандидат технических наук, доцент; kulikov.a.a@mail.ru

COMPARISON OF THE ENTROPY OF IDEAL GAS MIXTURE WITH TOTAL ENTROPY OF THE COMPONENTS OBTAINED FROM IT

*Yurii F. Gunko*¹, *Alexander A. Kulikov*²

¹ St. Petersburg State University, Universitetskaya nab., 7–9, St. Petersburg, 199034, Russian Federation; yurigunko@gmail.com

² St. Petersburg State Forest Technical University, Institutskii per., 5, St. Petersburg, 194021, Russian Federation; kulikov.a.a@mail.ru

This paper presents two expressions define the ideal gaseous mixture entropy via its components entropies, the components being in two different conditions after segregation. In one case the components have the mixture temperature and pressure, whereas in the second case they also have the mixture temperature but their own partial pressure.

As follows of data analysis, the conditions under which the mixture entropy is equal to the sum of its components are derived. The complete analysis allows us to some controversies called “The Gibbs paradox”. Refs 4.

Keywords: ideal gaseous mixture, mixture entropy, Gibbs paradox.

References

1. Ignatovich V., *Gibbs paradox from the point of the mathematician* (Atopol Press, Kiev, 2010) [in Russian].
2. Krutov V., *Technical Thermodynamics* (Univer Press, Moscow, 1991) [in Russian].
3. Fermi E., *Thermodynamics* (Prentice Hall, INC, 1937).
4. Plank M., *Einführung in die Theoretische Physik. V. Einführung in die Theorie der Wörme* (Verlag von S. Hirzel, Leipzig, 1930) [in German].

Для цитирования: Гулько Ю. Ф., Куликов А. А. Сравнение энтропии смеси идеальных газов с суммарной энтропией выделенных из нее компонентов // Вестник Санкт-Петербургского университета. Серия 1. Математика. Механика. Астрономия. 2016. Т. 3 (61). Вып. 4. С. 675–682. DOI: 10.21638/11701/spbu01.2016.417

For citation: Gunko Yu. F., Kulikov A. A. Comparison of the entropy of ideal gas mixture with total entropy of the components obtained from it. *Vestnik of Saint Petersburg University. Series 1. Mathematics. Mechanics. Astronomy*, 2016, vol. 3 (61), issue 4, pp. 675–682. DOI: 10.21638/11701/spbu01.2016.417