Пример 7. Термодинамика

Одним из самых замечательных результатов, полученных в исследованиях прошлого столетия по термодинамике, следует считать вывод, что эту дисциплину можно обосновать, прибегая только к гипотезам, проверяемым экспериментально.

— Константин Каратеодори (1873 – 1950)

Возьмём произвольное реальное тело и рассмотрим множество его термодинамических состояний $\mathfrak{M} = \{i, k, \ldots\}$. Простоты ради изолируем наше тело от воздействия электрических и магнитных полей и будем считать, что его термодинамическое состояние i определяется заданием его объёма V_i и давления p_i . Изменяя p и V (при этом, естественно, должна соответствующим образом меняться и температура $T = T(p, V)$), мы можем перевести это тело из одного состояния в другое.

При этом необходимо различать два множества термодинамических состояний:

$\underline{\mathfrak{M}} = \{ \underline{\boldsymbol{i}}\,, \underline{\boldsymbol{k}}\,, \ldots\}$ – множество левых состояний, означающих *начало* того или иного процесса;

$\overline{\mathfrak{M}} = \{ \bar{\boldsymbol{i}}\,, \bar{\boldsymbol{k}}\,, \ldots\}$ – множество правых состояний, означающих *конец* процесса.

Таким образом, каждое состояние $\boldsymbol{i} = (\,\bar{\boldsymbol{i}}\,, \underline{\boldsymbol{i}}\,)$ представляет собой пару: состояние $\bar{\boldsymbol{i}}$ – конец предыдущего процесса, и состояние $\underline{\boldsymbol{i}}$ – начало нового процесса. (Le roi est mori, vive le roi! [78])

Итак, задача состоит в том, чтобы выбрать в качестве измеряемой характеристики пары состояний $\underline{\boldsymbol{i}}$ и $\bar{\boldsymbol{k}}$ такую величину $A_{\underline{\boldsymbol{i}}\,\bar{\boldsymbol{k}}}$, которая играла бы роль “расстояния” между двумя состояниями $\underline{\boldsymbol{i}}$ и $\bar{\boldsymbol{k}}$.

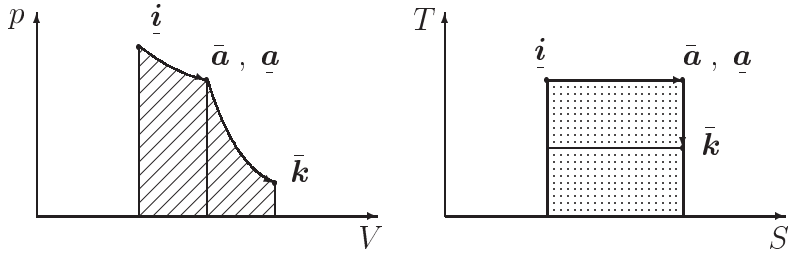


Рис. 1. *Произведённая работа и количество поглощённого тепла при переходе* $\underline{\boldsymbol{i}} \longrightarrow \bar{\boldsymbol{a}}\,, \quad \underline{\boldsymbol{a}} \longrightarrow \bar{\boldsymbol{k}}\,.$

Возьмём два произвольных термодинамических состояния – одно $\underline{\boldsymbol{i}}$ из $\underline{\mathfrak{M}}$, а другое $\bar{\boldsymbol{k}}$ из $\overline{\mathfrak{M}}$ и измерим работу $\overset{TS}{A}_{\underline{\boldsymbol{i}}\,\bar{\boldsymbol{k}}}$, которую нужно совершить над

[78] Король умер, да здравствует король!

системой, чтобы перевести её из начального состояния $\underline{\boldsymbol{i}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$ сначала по изотерме $T_{\boldsymbol{i}} = const$ до промежуточного состояния $\bar{\boldsymbol{a}}$, а затем по адиабате $S_{\boldsymbol{k}} = const$ из промежуточного состояния $\underline{\boldsymbol{a}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$ (см. рис. 1). Эта работа равна величине заштрихованной площади на рис. 1.

Изотермический процесс осуществляется в **термостате,** в качестве которого может быть использована большая плита с идеальной теплопроводностью, состояние которой поддерживается при постоянной температуре.

Адиабатический процесс осуществляется в **адиабате,** в качестве которого берётся сосуд с идеально теплонепроводящими стенками – дьюар. Обозначим через

$$\overset{T}{A}_{\underline{i}\,\bar{a}} = -\int_{\underline{i}}^{\bar{a}} p_{(T_i=const)} dV$$

работу, производимую над системой при изотермическом переходе из начального состояния $\underline{\boldsymbol{i}}$ в промежуточное состояние $\bar{\boldsymbol{a}}$, и через

$$\overset{S}{A}_{\underline{a}\bar{k}} = -\int_{\underline{a}}^{\bar{k}} p_{(S_k=const)} dV$$

работу, производимую над системой при адиабатическом переходе из промежуточного состояния $\underline{\boldsymbol{a}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$.

Воспользуемся основным законом равновесной термодинамики для систем постоянного состава (при отсутствии электрических и магнитных полей)

$$dU = TdS - pdV$$

и проинтегрируем его указанным выше образом:

$$\overset{TS}{A}_{\underline{i}\bar{k}} = \overset{T}{A}_{\underline{i}\bar{a}} + \overset{S}{A}_{\underline{a}\bar{k}} = \int_{\underline{i}}^{\bar{a}} (dU - TdS) + \int_{\underline{a}}^{\bar{k}} (dU - TdS) =$$

$$= U_{\boldsymbol{a}} - U_{\boldsymbol{i}} - T_{\boldsymbol{i}} (S_{\boldsymbol{a}} - S_{\boldsymbol{i}}) + U_{\boldsymbol{k}} - U_{\boldsymbol{a}} = U_{\boldsymbol{k}} - U_{\boldsymbol{i}} - T_{\boldsymbol{i}} S_{\boldsymbol{k}} + T_{\boldsymbol{i}} S_{\boldsymbol{i}}.$$

Итак, работа $\overset{TS}{A}_{\underline{i}\bar{k}}$ имеет следующий вид:

$$\boxed{\overset{TS}{A}_{\underline{i}\bar{k}} = U_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}} S_{\boldsymbol{k}} - F_{\boldsymbol{i}}} \quad , \tag{1}$$

где $F_{\boldsymbol{i}} = U_{\boldsymbol{i}} - T_{\boldsymbol{i}} S_{\boldsymbol{i}}$ – свободная энергия.

Легко убедиться в том, что девять работ

$$\begin{array}{lll} \overset{TS}{A}_{i_1k_1}, & \overset{TS}{A}_{i_1k_2}, & \overset{TS}{A}_{i_1k_3}, \\ \overset{TS}{A}_{i_2k_1}, & \overset{TS}{A}_{i_2k_2}, & \overset{TS}{A}_{i_2k_3}, \\ \overset{TS}{A}_{i_3k_1}, & \overset{TS}{A}_{i_3k_2}, & \overset{TS}{A}_{i_3k_3}, \end{array}$$

совершаемые при переходе из трёх произвольных *начальных* состояний $\underline{\boldsymbol{i}}_1$, $\underline{\boldsymbol{i}}_2$, $\underline{\boldsymbol{i}}_3 \in \underline{\mathfrak{M}}$ в каждое из трёх произвольных *конечных* состояний $\bar{\boldsymbol{k}}_1$, $\bar{\boldsymbol{k}}_2$, $\bar{\boldsymbol{k}}_3 \in \overline{\mathfrak{M}}$ связаны между собой следующим сакрально-инвариантным соотношением:

$$\overset{2}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\,\boldsymbol{i}_2\,\boldsymbol{i}_3;\;\boldsymbol{k}_1\,\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{\underset{TS}{A}}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_1k_1} & \overset{TS}{A}_{i_1k_2} & \overset{TS}{A}_{i_1k_3} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_2k_1} & \overset{TS}{A}_{i_2k_2} & \overset{TS}{A}_{i_2k_3} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_3k_1} & \overset{TS}{A}_{i_3k_2} & \overset{TS}{A}_{i_3k_3} \end{vmatrix} = 0 \qquad (2)$$

В самом деле, если

$$A_{\boldsymbol{ik}} = U_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}}\, S_{\boldsymbol{k}} - F_{\boldsymbol{i}}\,,$$

то

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & A_{i_1k_1} & A_{i_1k_2} & A_{i_1k_3} \\ -1 & A_{i_2k_1} & A_{i_2k_2} & A_{i_2k_3} \\ -1 & A_{i_3k_1} & A_{i_3k_2} & A_{i_3k_3} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_1} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_1} \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_2} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_2} \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_3} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_3} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & -U_{\boldsymbol{k}_1} & -U_{\boldsymbol{k}_2} & -U_{\boldsymbol{k}_3} \\ 0 & -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} & -S_{\boldsymbol{k}_3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 \end{vmatrix} \equiv 0$$

Аналогичным образом рассмотрим работу $\overset{ST}{A}_{\underline{i}\,\bar{k}}$, совершаемую над той же термодинамической системой при переходе её из начального состояния $\underline{\boldsymbol{i}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$ сначала по адиабате $S_{\boldsymbol{i}} = const$ до промежуточного состояния $\bar{\boldsymbol{b}}$, а затем из этого промежуточного состояния $\underline{\boldsymbol{b}}$ по изотерме $T_{\boldsymbol{k}} = const$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$ (см. рис.2).

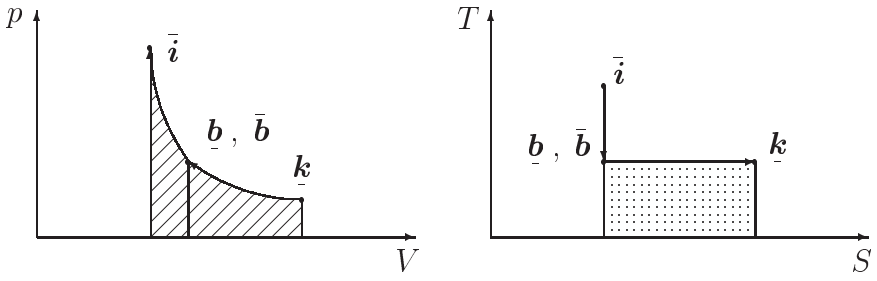


Рис. 2. *Произведённая работа и количество поглощённого тепла при переходе* $\underline{\boldsymbol{i}} \longrightarrow \bar{\boldsymbol{b}}$, $\underline{\boldsymbol{b}} \longrightarrow \bar{\boldsymbol{k}}$.

Обозначим через

$$\overset{S}{A}_{\underline{i}\bar{b}} = -\int_{\underline{i}}^{\bar{b}} p_{(S_i=const)} dV$$

работу, производимую над системой при адиабатическом переходе из начального состояния $\underline{\boldsymbol{i}}$ в промежуточное состояние $\bar{\boldsymbol{b}}$, и через

$$\overset{T}{A}_{\underline{b}\bar{k}} = -\int_{\underline{b}}^{\bar{k}} p_{(T_k=const)} dV$$

работу, производимую над системой при изотермическом переходе из промежуточного состояния $\underline{\boldsymbol{b}}$ в конечное состояние $\overline{\boldsymbol{k}}$.

В этом случае для $\overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$ получается следующее выражение:

$$\overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = \overset{S}{A}_{\underline{i}\overline{b}} + \overset{T}{A}_{\underline{b}\overline{k}} = \int_{\underline{i}}^{\overline{b}} (dU - TdS) + \int_{\underline{b}}^{\overline{k}} (dU - TdS) =$$

$$= U_{\boldsymbol{b}} - U_{\boldsymbol{i}} + U_{\boldsymbol{k}} - U_{\boldsymbol{b}} - T_{\boldsymbol{k}} (S_{\boldsymbol{k}} - S_{\boldsymbol{i}}) = U_{\boldsymbol{k}} - U_{\boldsymbol{i}} - T_{\boldsymbol{k}} (S_{\boldsymbol{k}} - S_{\boldsymbol{i}}).$$

Итак, работа $\overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$ имеет следующий вид:

$$\boxed{\overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = F_{\boldsymbol{k}} + T_{\boldsymbol{k}} S_{\boldsymbol{i}} - U_{\boldsymbol{i}}} \tag{3}$$

Таким образом, наряду с соотношением (2) имеет место ещё одно сакрально-инвариантное соотношение:

$$\overset{2}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\,\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{\overset{ST}{A}}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & \overset{ST}{A}_{i_1k_1} & \overset{ST}{A}_{i_1k_2} & \overset{ST}{A}_{i_1k_3} \\ -1 & \overset{ST}{A}_{i_2k_1} & \overset{ST}{A}_{i_2k_2} & \overset{ST}{A}_{i_2k_3} \\ -1 & \overset{ST}{A}_{i_3k_1} & \overset{ST}{A}_{i_3k_2} & \overset{ST}{A}_{i_3k_3} \end{vmatrix} = 0 \tag{4}$$

Итак, факт связи (2) между девятью работами $\overset{TS}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$ с одной стороны и связи (4) между девятью работами $\overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$ – с другой, означает, что на множестве *начальных* термодинамических левых состояний $\underline{\mathfrak{M}}$ и множестве *конечных* правых состояний $\overline{\mathfrak{M}}$ имеют место две эквивалентные **асимметричные физические структуры рода** $\overset{2}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{A})$ (аддитивные физические структуры ранга (3,3)).

В течение почти сорока лет я считал, что в основании термодинамики лежат два репрезентатора – симметрический $\overset{sim}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$, имеющий простой физический смысл работы, совершаемой по циклу Карно, и антисимметрический $\overset{anti}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$, не имеющий простого физического смысла. Теперь я вижу, что это был ошибочный путь: для наиболее адекватного изложения оснований термодинамики достаточно взять один асимметрический репрезентатор – работу $\overset{TS}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$ (или эквивалентную работу $\overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$)

Чтобы пояснить, в чём состоит преимущество нового подхода, перейдём от двух асимметричных структур с репрезентаторами

$$\overset{TS}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = U_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}}\, S_{\boldsymbol{k}} - F_{\boldsymbol{i}}$$

$$\overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = F_{\boldsymbol{k}} + T_{\boldsymbol{k}}\, S_{\boldsymbol{i}} - U_{\boldsymbol{i}}$$

к симметричному и антисимметричному репрезентаторам:

$$\overset{sim}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = \overset{TS}{A}_{\underline{i}\overline{k}} - \overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}} =$$

$$= (T_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}})(S_{\boldsymbol{k}} - S_{\boldsymbol{i}}) = \overset{sim}{A}_{\underline{k}\overline{i}}$$

$$\overset{anti}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = \overset{TS}{A}_{\underline{i}\overline{k}} + \overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}} =$$

$$= F_{\boldsymbol{k}} + U_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}}\, S_{\boldsymbol{k}} + T_{\boldsymbol{k}}\, S_{\boldsymbol{i}} - F_{\boldsymbol{i}} - U_{\boldsymbol{i}} = - \overset{anti}{A}_{\underline{k}\overline{i}},$$

являющимися в какой-то степени производными от первоначальных асимметричных репрезентаторов.

Заметим, что $\overset{sim}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$ есть не что иное, как работа по циклу Карно (См. рис. 3)

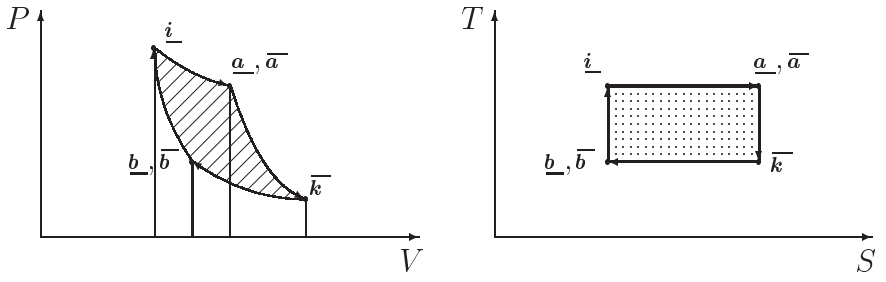


Рис. 3. *Репрезентатор* $\overset{sim}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$ *как работа по циклу Карно.*

Далее, следует обратить внимание на тот факт, что репрезентатор $\overset{sim}{A}_{\underline{i}\overline{k}}$ имеет то же самое строение, как и у квадрата интервала в теории относительности. В самом деле

$$\overset{sim}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = (T_{\boldsymbol{i}} - T_{\boldsymbol{k}})(S_{\boldsymbol{i}} - S_{\boldsymbol{k}}) = (x_{\boldsymbol{i}} - x_{\boldsymbol{k}})^2 - (y_{\boldsymbol{i}} - y_{\boldsymbol{k}})^2,$$

где

$$x = \frac{1}{2}(T + S) \qquad y = \frac{1}{2}(T - S).$$

Легко убедиться в том, что шестнадцать **симметрических** работ $\overset{sim}{A}_{ik}$, совершаемых при переходе из четырёх произвольных состояний $\underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3,\ \underline{\boldsymbol{i}}_4 \in \underline{\mathfrak{M}}$ в каждое из четырёх произвольных состояний $\bar{\boldsymbol{k}}_1,\ \bar{\boldsymbol{k}}_2,\ \bar{\boldsymbol{k}}_3,\ \bar{\boldsymbol{k}}_4 \in \overline{\mathfrak{N}}$ по циклу Карно, связаны между собой следующим сакрально-инвариантным соотношением:

$$\overset{3}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3\boldsymbol{i}_4;\ \boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{k}_4}(\overset{2}{\underset{sim}{A}}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & \overset{sim}{A}_{i_1k_1} & \overset{sim}{A}_{i_1k_2} & \overset{sim}{A}_{i_1k_3} & \overset{sim}{A}_{i_1k_4} \\ -1 & \overset{sim}{A}_{i_2k_1} & \overset{sim}{A}_{i_2k_2} & \overset{sim}{A}_{i_2k_3} & \overset{sim}{A}_{i_2k_4} \\ -1 & \overset{sim}{A}_{i_3k_1} & \overset{sim}{A}_{i_3k_2} & \overset{sim}{A}_{i_3k_3} & \overset{sim}{A}_{i_3k_4} \\ -1 & \overset{sim}{A}_{i_4k_1} & \overset{sim}{A}_{i_4k_2} & \overset{sim}{A}_{i_4k_3} & \overset{sim}{A}_{i_4k_4} \end{vmatrix} = 0 \qquad (5)$$

В самом деле, если

$$A_{\boldsymbol{ik}} = (T_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}})(S_{\boldsymbol{k}} - S_{\boldsymbol{i}}) = T_{\boldsymbol{k}} S_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}} S_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{k}} S_{\boldsymbol{i}} + T_{\boldsymbol{i}} S_{\boldsymbol{i}} =$$

$$= x_{\boldsymbol{k}}^2 - y_{\boldsymbol{k}}^2 - 2x_{\boldsymbol{i}} x_{\boldsymbol{k}} + 2y_{\boldsymbol{i}} y_{\boldsymbol{k}} + x_{\boldsymbol{i}}^2 - y_{\boldsymbol{i}}^2,$$

то имеем очевидное тождество:

$$\overset{3}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3\boldsymbol{i}_4;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{k}_4}(\overset{2}{A}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & A_{i_1k_1} & A_{i_1k_2} & A_{i_1k_3} & A_{i_1k_4} \\ -1 & A_{i_2k_1} & A_{i_2k_2} & A_{i_2k_3} & A_{i_2k_4} \\ -1 & A_{i_3k_1} & A_{i_3k_2} & A_{i_3k_3} & A_{i_3k_4} \\ -1 & A_{i_14_1} & A_{i_4k_2} & A_{i_4k_3} & A_{i_4k_4} \end{vmatrix} =$$

$$= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & S_{\boldsymbol{i}_1} & T_{\boldsymbol{i}_1} & 0 & S_{\boldsymbol{i}_1}T_{\boldsymbol{i}_1} \\ -1 & S_{\boldsymbol{i}_2} & T_{\boldsymbol{i}_2} & 0 & S_{\boldsymbol{i}_2}T_{\boldsymbol{i}_2} \\ -1 & S_{\boldsymbol{i}_3} & T_{\boldsymbol{i}_3} & 0 & S_{\boldsymbol{i}_3}T_{\boldsymbol{i}_3} \\ -1 & S_{\boldsymbol{i}_4} & T_{\boldsymbol{i}_4} & 0 & S_{\boldsymbol{i}_4}T_{\boldsymbol{i}_4} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & -S_{\boldsymbol{k}_1}T_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2}T_{\boldsymbol{k}_3} & -S_{\boldsymbol{k}_3}T_{\boldsymbol{k}_4} & -S_{\boldsymbol{k}_4}T_{\boldsymbol{k}_4} \\ 0 & -T_{\boldsymbol{k}_1} & -T_{\boldsymbol{k}_2} & -T_{\boldsymbol{k}_3} & -T_{\boldsymbol{k}_4} \\ 0 & -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} & -S_{\boldsymbol{k}_3} & -S_{\boldsymbol{k}_4} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{vmatrix} \equiv 0$$

или – то же самое тождество, но записанное в других переменных:

$$\overset{3}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3\boldsymbol{i}_4;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{k}_4}(\overset{2}{A}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & A_{i_1k_1} & A_{i_1k_2} & A_{i_1k_3} & A_{i_1k_4} \\ -1 & A_{i_2k_1} & A_{i_2k_2} & A_{i_2k_3} & A_{i_2k_4} \\ -1 & A_{i_3k_1} & A_{i_3k_2} & A_{i_3k_3} & A_{i_3k_4} \\ -1 & A_{i_14_1} & A_{i_4k_2} & A_{i_4k_3} & A_{i_4k_4} \end{vmatrix} =$$

$$= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & x_{\boldsymbol{i}_1} & y_{\boldsymbol{i}_1} & 0 & x_{\boldsymbol{i}_1}^2 - y_{\boldsymbol{i}_1}^2 \\ -1 & x_{\boldsymbol{i}_2} & y_{\boldsymbol{i}_2} & 0 & x_{\boldsymbol{i}_2}^2 - y_{\boldsymbol{i}_2}^2 \\ -1 & x_{\boldsymbol{i}_3} & y_{\boldsymbol{i}_3} & 0 & x_{\boldsymbol{i}_3}^2 - y_{\boldsymbol{i}_3}^2 \\ -1 & x_{\boldsymbol{i}_4} & y_{\boldsymbol{i}_4} & 0 & x_{\boldsymbol{i}_4}^2 - y_{\boldsymbol{i}_4}^2 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & -x_{\boldsymbol{k}_1}^2 + y_{\boldsymbol{k}_1}^2 & -x_{\boldsymbol{k}_2}^2 + y_{\boldsymbol{k}_2}^2 & -x_{\boldsymbol{k}_3}^2 + y_{\boldsymbol{k}_3}^2 & -x_{\boldsymbol{k}_4}^2 + y_{\boldsymbol{k}_4}^2 \\ 0 & -2x_{\boldsymbol{k}_1} & -2x_{\boldsymbol{k}_2} & -2x_{\boldsymbol{k}_3} & -2x_{\boldsymbol{k}_4} \\ 0 & 2y_{\boldsymbol{k}_1} & 2y_{\boldsymbol{k}_2} & 2y_{\boldsymbol{k}_3} & 2y_{\boldsymbol{k}_4} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{vmatrix} \equiv 0$$

Эмпирически проверяемый факт существования сакрального тождества (5) означает, что отношения между множеством начальных левых состояний и множеством конечных правых состояний описываются физической структурой рода $\overset{3}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3\boldsymbol{i}_4;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{k}_4}(\overset{2}{\overset{sim}{A}}) \equiv 0$, **то есть двумерной симметричной аддитивной физической структурой ранга (4, 4).**

Совершенно аналогично можно показать, что шестнадцать **антисимметрических** работ $\overset{anti}{A}{}_{ik}$, совершаемых при переходе из четырёх произвольных начальных состояний $\underline{\boldsymbol{i}}_1$, $\underline{\boldsymbol{i}}_2$, $\underline{\boldsymbol{i}}_3$, $\underline{\boldsymbol{i}}_4 \in \underline{\mathfrak{N}}$ в каждое из четырёх произвольных конечных состояний $\bar{\boldsymbol{k}}_1$, $\bar{\boldsymbol{k}}_2$, $\bar{\boldsymbol{k}}_3$, $\bar{\boldsymbol{k}}_4 \in \overline{\mathfrak{M}}$ связаны между собой следующим

сакрально-инвариантным соотношением, аналогичным соотношению (5):

$$\overset{3}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3\boldsymbol{i}_4;\ \boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{k}_4}(\overset{2}{\underset{anti}{A}}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & \overset{anti}{A}_{i_1k_1} & \overset{anti}{A}_{i_1k_2} & \overset{anti}{A}_{i_1k_3} & \overset{anti}{A}_{i_1k_4} \\ -1 & \overset{anti}{A}_{i_2k_1} & \overset{anti}{A}_{i_2k_2} & \overset{anti}{A}_{i_2k_3} & \overset{anti}{A}_{i_2k_4} \\ -1 & \overset{anti}{A}_{i_3k_1} & \overset{anti}{A}_{i_3k_2} & \overset{anti}{A}_{i_3k_3} & \overset{anti}{A}_{i_3k_4} \\ -1 & \overset{anti}{A}_{i_4k_1} & \overset{anti}{A}_{i_4k_2} & \overset{anti}{A}_{i_4k_3} & \overset{anti}{A}_{i_4k_4} \end{vmatrix} \equiv 0 \qquad (6)$$

В самом деле, если

$$A_{\boldsymbol{ik}} = F_{\boldsymbol{k}} + U_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}}\, S_{\boldsymbol{k}} + T_{\boldsymbol{k}}\, S_{\boldsymbol{i}} - F_{\boldsymbol{i}} - U_{\boldsymbol{i}}\ ,$$

то имеем очевидное тождество:

$$\overset{3}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3\boldsymbol{i}_4;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{k}_4}(\overset{2}{A}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & A_{i_1k_1} & A_{i_1k_2} & A_{i_1k_3} & A_{i_1k_4} \\ -1 & A_{i_2k_1} & A_{i_2k_2} & A_{i_2k_3} & A_{i_2k_4} \\ -1 & A_{i_3k_1} & A_{i_3k_2} & A_{i_3k_3} & A_{i_3k_4} \\ -1 & A_{i_14_1} & A_{i_4k_2} & A_{i_4k_3} & A_{i_4k_4} \end{vmatrix} =$$

$$= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & S_{\boldsymbol{i}_1} & T_{\boldsymbol{i}_1} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_1}-U_{\boldsymbol{i}_1} \\ -1 & S_{\boldsymbol{i}_2} & T_{\boldsymbol{i}_2} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_2}-U_{\boldsymbol{i}_2} \\ -1 & S_{\boldsymbol{i}_3} & T_{\boldsymbol{i}_3} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_3}-U_{\boldsymbol{i}_3} \\ -1 & S_{\boldsymbol{i}_4} & T_{\boldsymbol{i}_4} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_4}-U_{\boldsymbol{i}_4} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & -F_{\boldsymbol{k}_1}-U_{\boldsymbol{k}_1} & -F_{\boldsymbol{k}_2}-U_{\boldsymbol{k}_3} & -F_{\boldsymbol{k}_3}-U_{\boldsymbol{k}_4} & -F_{\boldsymbol{k}_4}-U_{\boldsymbol{k}_4} \\ 0 & T_{\boldsymbol{k}_1} & T_{\boldsymbol{k}_2} & T_{\boldsymbol{k}_3} & T_{\boldsymbol{k}_4} \\ 0 & -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} & -S_{\boldsymbol{k}_3} & -S_{\boldsymbol{k}_4} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{vmatrix} \equiv 0$$

Итак, мы видим, что наряду с простейшими репрезентаторами

$$\overset{TS}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = U_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}}\, S_{\boldsymbol{k}} - F_{\boldsymbol{i}}$$

$$\overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = F_{\boldsymbol{k}} + T_{\boldsymbol{k}}\, S_{\boldsymbol{i}} - U_{\boldsymbol{i}}$$

можно рассматривать их симметрическую разность

$$\overset{sim}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = \overset{TS}{A}_{\underline{i}\overline{k}} - \overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}} =$$

$$= (T_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}})(S_{\boldsymbol{k}} - S_{\boldsymbol{i}}) = \overset{sim}{A}_{\underline{k}\overline{i}}$$

и их антисимметрическую сумму

$$\overset{anti}{A}_{\underline{i}\overline{k}} = \overset{TS}{A}_{\underline{i}\overline{k}} + \overset{ST}{A}_{\underline{i}\overline{k}} =$$

$$= F_{\boldsymbol{k}} + U_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}}\, S_{\boldsymbol{k}} + T_{\boldsymbol{k}}\, S_{\boldsymbol{i}} - F_{\boldsymbol{i}} - U_{\boldsymbol{i}} = -\overset{anti}{A}_{\underline{k}\overline{i}},$$

обращающие в тождественный ноль соответствующие верификаторы (5) и (6).

Однако этих фактов явно недостаточно, чтобы рассматривать термодинамику как "физическую структуру с двумя расстояниями $\overset{sim}{A}_{ik}$ и $\overset{anti}{A}_{ik}$".

Теперь стало ясно, что равновесная термодинамика постоянного состава представляет собой физическую структуру рода

$$\overset{2}{\boldsymbol{K}}{}^{11}_{i_1 i_2 i_3; k_1 k_2 k_3}(\overset{1}{\overset{TS}{\boldsymbol{A}}})$$

с асимметрическим репрезентатором

$$\overset{1}{w}_{\boldsymbol{ik}} = \overset{1}{\overset{TS}{A}}_{\boldsymbol{ik}} = \overline{s}_{\boldsymbol{k}} + x_1(\,\boldsymbol{i}\,)x^1(\,\boldsymbol{k}\,) + \underline{s}_{\boldsymbol{i}} = U_{\boldsymbol{k}} - T_{\boldsymbol{i}}\, S_{\boldsymbol{k}} - F_{\boldsymbol{i}}\,,$$

работой, которую нужно совершить над системой, чтобы перевести её из начального состояния $\underline{\boldsymbol{i}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$ сначала по изотерме $T_{\boldsymbol{i}} = const$ до промежуточного состояния $\bar{\boldsymbol{a}}$, а затем по адиабате $S_{\boldsymbol{i}} = const$ из промежуточного состояния $\underline{\boldsymbol{a}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$.

Итак, имеем:

1. Два множества термодинамических состояний:

$\underline{\mathfrak{M}} = \{\,\underline{\boldsymbol{i}}\,,\ \underline{\boldsymbol{k}}\,,\ldots\}$ – множество левых состояний, означающих *начало* того или иного процесса;

$\overline{\mathfrak{M}} = \{\,\bar{\boldsymbol{i}}\,,\ \bar{\boldsymbol{k}}\,,\ldots\}$ – множество правых состояний, означающих *конец* процесса.

2. Каждое начальное левое состояние термодинамической системы $\underline{\boldsymbol{i}}$ характеризуется одномерной ковариантной криптоточечной матрицей-строкой:

$$\underline{\boldsymbol{i}} \longleftrightarrow \Big(1;\ x_1(\,\boldsymbol{i}\,);\ \underline{s}(\,\boldsymbol{i}\,)\Big) = \Big(1;\ T_{\boldsymbol{i}}\,;\ -F_{\boldsymbol{i}}\Big)\,.$$

Каждое конечное правое состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$ характеризуется одномерной контравариантной криптоточечной матрицей-столбцом:

$$\bar{\boldsymbol{k}} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} \overline{s}(\boldsymbol{k}) \\ \cdot, \\ x^1(\boldsymbol{k}) \\ \cdot, \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{\boldsymbol{k}} \\ \cdot, \\ -S_{\boldsymbol{k}} \\ \cdot, \\ 1 \end{pmatrix}$$

Итак, ковариантной координатой одномерной криптоточки начального состояния является температура: $x_1(\,\boldsymbol{i}\,) = T_{\boldsymbol{i}}$;

скрытым параметром является свободная энергия, взятая со знаком минус $\underline{s}(\,\boldsymbol{i}\,) = -F_{\boldsymbol{i}}$.

Контравариантной координатой одномерной криптоточки конечного состояния является энтропия, взятая со знаком минус: $x^1(\,\boldsymbol{k}\,) = -S_{\boldsymbol{k}}$;

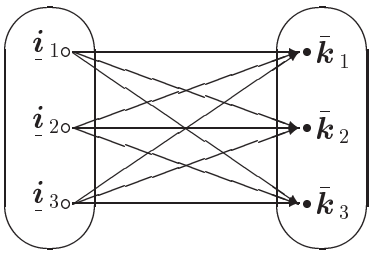
скрытым параметром является внутренняя энергия: $\overline{s}(\,\boldsymbol{k}\,) = U_{\boldsymbol{k}}$.

3. Таким образом, репрезентатор $\overset{1}{w}_{\boldsymbol{ik}} = \overset{1}{\underset{TS}{A}}_{\underline{i}\overline{k}}$ представляет собой произведение двух матриц, одна из которых (*ковариантная*) характеризует начальное состояние термодинамической системы $\underline{\boldsymbol{i}}$, а другая (*контравариантная*) – конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$:

$$\overset{1}{\underset{TS}{A}}_{\underline{i}\overline{k}} = \Big(1;\ x_1(\,\boldsymbol{i}\,);\ \underline{s}(\,\boldsymbol{i}\,)\Big) \cdot \begin{pmatrix} \overline{s}(\boldsymbol{k}) \\ \cdot\,, \\ x^1(\boldsymbol{k}) \\ \cdot\,, \\ 1 \end{pmatrix} = \Big(1;\ T_{\boldsymbol{i}}\ ;\ -F_{\boldsymbol{i}}\ \Big) \cdot \begin{pmatrix} U_{\boldsymbol{k}} \\ \cdot\,, \\ -S_{\boldsymbol{k}} \\ \cdot\,, \\ 1 \end{pmatrix} =$$

$$= \overline{s}(\,\boldsymbol{k}\,) + x_1(\,\boldsymbol{i}\,)x^1(\,\boldsymbol{k}\,) + \underline{s}(\,\boldsymbol{i}\,) = U_{\boldsymbol{k}}\ - T_{\boldsymbol{i}}\ S_{\boldsymbol{k}}\ - F_{\boldsymbol{i}}\ .$$

4. Основной закон термодинамики как **сакральное отношение** между 3-криптоточечным кортом начальных состояний термодинамической системы $\langle\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3\,|$ и 3-криптоточечным кортом конечных состояний $|\ \bar{\boldsymbol{k}}_1\ \bar{\boldsymbol{k}}_2\ \bar{\boldsymbol{k}}_3\ \rangle$ описывается следующей сакральной диаграммой:



$\langle\ \underline{\boldsymbol{i}}_1\ \underline{\boldsymbol{i}}_2\ \underline{\boldsymbol{i}}_3\,|$ $\qquad\qquad$ $|\ \bar{\boldsymbol{k}}_1\ \bar{\boldsymbol{k}}_2\ \bar{\boldsymbol{k}}_3\ \rangle$

5. Основной закон термодинамики в сакрально-инвариантной форме формулируется следующим образом:

для любых трёх начальных состояний термодинамической системы $\underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3 \in \underline{\mathfrak{M}}$ и любых трёх конечных состояний $\bar{\boldsymbol{k}}_1,\ \bar{\boldsymbol{k}}_2,\ \bar{\boldsymbol{k}}_3 \in \overline{\mathfrak{M}}$ имеет место следующее сакральное тождество:

$$\overset{2}{\underset{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}{\acute{K}^{11}}}\Big(\overset{1}{\underset{TS}{A}}\Big) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_1k_1} & \overset{TS}{A}_{i_1k_2} & \overset{TS}{A}_{i_1k_3} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_2k_1} & \overset{TS}{A}_{i_2k_2} & \overset{TS}{A}_{i_2k_3} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_3k_1} & \overset{TS}{A}_{i_3k_2} & \overset{TS}{A}_{i_3k_3} \end{vmatrix} = 0 \qquad (2)$$

6. Разложение фундаментальной матрицы на матричные множители:

$$\overset{2}{\mathbb{K}}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{\overset{TS}{A}}) = \mathbb{X}(\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3)_{1;0} \cdot \mathbb{X}^{1;0}(\ \bar{\boldsymbol{k}}_1,\ \bar{\boldsymbol{k}}_2,\ \bar{\boldsymbol{k}}_3).$$

7. Координатная матрица ковариантного 3-криптоточечного корта $\langle\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3\ |$ начальных состояний

$$\mathbb{X}(\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3)_{1;0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & x_1(\boldsymbol{i}_1) & 0 & s_o(\boldsymbol{i}_1) \\ -1 & x_1(\boldsymbol{i}_2) & 0 & s_o(\boldsymbol{i}_2) \\ -1 & x_1(\boldsymbol{i}_3) & 0 & s_o(\boldsymbol{i}_3) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_1} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_1} \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_2} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_2} \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_3} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_3} \end{pmatrix},$$

где $s_o(\ \boldsymbol{i}_1) = -F_{\boldsymbol{i}_1},\ \ s_o(\ \boldsymbol{i}_2) = -F_{\boldsymbol{i}_2},\ \ s_o(\ \boldsymbol{i}_3) = -F_{\boldsymbol{i}_3}$ – скрытые параметры.

8. Ковариантный объём 2-криптоточечного корта $\langle\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2\ |$ начальных состояний термодинамической системы:

$$W(\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2)_1 = \begin{vmatrix} x_1(\boldsymbol{i}_1) & 1 \\ x_1(\boldsymbol{i}_2) & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} T_{\boldsymbol{i}_1} & 1 \\ T_{\boldsymbol{i}_2} & 1 \end{vmatrix}$$

9. Ковариантный объём 3-криптоточечного корта $\langle\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3\ |$ начальных состояний

$$W(\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3)_{1;0} = \begin{vmatrix} x_1(\boldsymbol{i}_1) & 0 & 1 \\ x_1(\boldsymbol{i}_2) & 0 & 1 \\ x_1(\boldsymbol{i}_3) & 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} T_{\boldsymbol{i}_1} & 0 & 1 \\ T_{\boldsymbol{i}_2} & 0 & 1 \\ T_{\boldsymbol{i}_3} & 0 & 1 \end{vmatrix} \equiv 0$$

10. Координатная матрица контравариантного 3-криптоточечного корта $|\ \bar{\boldsymbol{k}}_1\ \bar{\boldsymbol{k}}_2\ \bar{\boldsymbol{k}}_3\ \rangle$ конечных состояний термодинамической системы

$$\mathbb{X}^{1;0}(\ \bar{\boldsymbol{k}}_1,\ \bar{\boldsymbol{k}}_2,\ \bar{\boldsymbol{k}}_3) = \begin{pmatrix} 1 & -s^o(\boldsymbol{k}_1) & -s^o(\boldsymbol{k}_2) & -s^o(\boldsymbol{k}_3) \\ 0 & x^1(\boldsymbol{k}_1) & x^1(\boldsymbol{k}_2) & x^1(\boldsymbol{k}_3) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -U_{\boldsymbol{k}_1} & -U_{\boldsymbol{k}_2} & -U_{\boldsymbol{k}_3} \\ 0 & -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} & -S_{\boldsymbol{k}_3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix},$$

где $s^o(\boldsymbol{k}_1) = U_{\boldsymbol{k}_1},\ \ s^o(\boldsymbol{k}_2) = U_{\boldsymbol{k}_2},\ \ s^o(\boldsymbol{k}_3) = U_{\boldsymbol{k}_3}$ – скрытые параметры.

11. Контравариантный объём 2-криптоточечного корта $|\ \bar{\boldsymbol{k}}_1\ \bar{\boldsymbol{k}}_2\ \rangle$ конечных состояний

$$W^1(\ \bar{\boldsymbol{k}}_1,\ \bar{\boldsymbol{k}}_2) = \begin{vmatrix} x^1(\boldsymbol{k}_1) & x^1(\boldsymbol{k}_2) \\ 1 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} \\ 1 & 1 \end{vmatrix}$$

12. Контравариантный объём 3-криптоточечного корта $|\ \bar{\boldsymbol{k}}_1\ \bar{\boldsymbol{k}}_2\ \bar{\boldsymbol{k}}_3\ \rangle$

$$W^{1;0}(\ \bar{\boldsymbol{k}}_1,\ \bar{\boldsymbol{k}}_2,\ \bar{\boldsymbol{k}}_3) = \begin{vmatrix} x^1(\boldsymbol{k}_1) & x^1(\boldsymbol{k}_2) & x^1(\boldsymbol{k}_3) \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} & -S_{\boldsymbol{k}_3} \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{vmatrix} \equiv 0$$

13. Разделение нечисловых переменных

$$\overset{1}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2}(\overset{1}{\overset{TS}{A}}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_1k_1} & \overset{TS}{A}_{i_1k_2} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_2k_1} & \overset{TS}{A}_{i_2k_2} \end{vmatrix} =$$

$$= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_1} & -F_{\boldsymbol{i}_1} \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_2} & -F_{\boldsymbol{i}_2} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & -U_{\boldsymbol{k}_1} & -U_{\boldsymbol{k}_2} \\ 0 & -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} \\ 0 & 1 & 1 \end{vmatrix} = W(\underline{\boldsymbol{i}}_1, \underline{\boldsymbol{i}}_2)_1 \cdot W^1(\bar{\boldsymbol{k}}_1, \bar{\boldsymbol{k}}_2);$$

$$\overset{2}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{\overset{TS}{A}}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_1k_1} & \overset{TS}{A}_{i_1k_2} & \overset{TS}{A}_{i_1k_3} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_2k_1} & \overset{TS}{A}_{i_2k_2} & \overset{TS}{A}_{i_2k_3} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_3k_1} & \overset{TS}{A}_{i_3k_2} & \overset{TS}{A}_{i_3k_3} \end{vmatrix} =$$

$$= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_1} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_1} \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_2} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_2} \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_3} & 0 & -F_{\boldsymbol{i}_3} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & -U_{\boldsymbol{k}_1} & -U_{\boldsymbol{k}_2} & -U_{\boldsymbol{k}_3} \\ 0 & -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} & -S_{\boldsymbol{k}_3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 \end{vmatrix} =$$

$$= W(\underline{\boldsymbol{i}}_1, \underline{\boldsymbol{i}}_2, \underline{\boldsymbol{i}}_3)_{1;0} \cdot W^{10}(\bar{\boldsymbol{k}}_1, \bar{\boldsymbol{k}}_2, \bar{\boldsymbol{k}}_3) \equiv 0.$$

Итак, на множестве начальных состояний термодинамических систем $\underline{\mathfrak{M}}$ и множестве конечных состояний $\overline{\mathfrak{M}}$ обнаруживается физическая структура рода $\overset{2}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{\overset{TS}{A}})$ (аддитивная физическая структура ранга (3, 3)), если в качестве репрезентатора $\overset{1}{w}_{\boldsymbol{ik}} = \overset{1}{\overset{TS}{A}}_{\underline{i}\bar{k}}$ взять работу, которую нужно совершить над системой, чтобы перевести её из начального состояния $\underline{\boldsymbol{i}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$ сначала по изотерме $T_{\boldsymbol{i}} = const$ до промежуточного состояния $\bar{\boldsymbol{a}}$, а затем по адиабате $S_{\boldsymbol{k}} = const$ из промежуточного состояния $\underline{\boldsymbol{a}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$.

Можно сказать, что основной закон классической моновариантной термодинамики [1], записанный в хорошо известной традиционной форме

$$dU = TdS - pdV$$

представляет собой внешнюю сторону термодинамики (её "явление"). Что же касается её глубинного содержания (её "сущности"), то оно заключено в её структуре – в существовании репрезентатора $\overset{1}{w}_{\boldsymbol{ik}} = \overset{1}{\overset{TS}{A}}_{\underline{i}\bar{k}}$, верификатора $\overset{2}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{\overset{TS}{A}})$ и объёмов $W(\underline{\boldsymbol{i}}_1, \underline{\boldsymbol{i}}_2, \underline{\boldsymbol{i}}_3)_{1;0}$ и $W^{1;0}(\bar{\boldsymbol{k}}_1, \bar{\boldsymbol{k}}_2, \bar{\boldsymbol{k}}_3)$ 3-криптоточечных кортов $\langle\, \underline{\boldsymbol{i}}_1\ \underline{\boldsymbol{i}}_2\ \underline{\boldsymbol{i}}_3 \,|$ и $|\ \bar{\boldsymbol{k}}_1\ \bar{\boldsymbol{k}}_2\ \bar{\boldsymbol{k}}_3\,\rangle$, начальных и конечных состояний термодинамической системы, тождественно обращающихся в ноль.

Из всего сказанного следует, что **моновариантная термодинамика – это сакральная одномерная криптоточечно-криптоточечная геометрия с асимметрической метрикой**

$$\overset{1}{\boldsymbol{w}}_{\underline{\boldsymbol{i}}\bar{\boldsymbol{k}}} = \boldsymbol{s}^{o}(\,\bar{\boldsymbol{k}}\,) + \boldsymbol{x}(\,\underline{\boldsymbol{i}}\,)_{1}\boldsymbol{x}^{1}(\,\bar{\boldsymbol{k}}\,) + \boldsymbol{s}_{o}(\,\underline{\boldsymbol{i}}\,)$$

$$= \boldsymbol{U}_{\,\underline{\boldsymbol{k}}} - \boldsymbol{T}_{\underline{\boldsymbol{i}}}\,\boldsymbol{S}_{\,\bar{\boldsymbol{k}}} - \boldsymbol{F}_{\,\bar{\boldsymbol{i}}}\ ,$$

допускающая следующую физическую интерпретацию:

$\underline{\boldsymbol{i}} \in \underline{\mathfrak{M}}$ – множество начальных состояний;

$\bar{\boldsymbol{k}} \in \overline{\mathfrak{M}}$ – множество конечных состояний;

$\overset{1}{\boldsymbol{w}}_{\,\underline{\boldsymbol{i}}\bar{\boldsymbol{k}}} = \overset{TS}{\boldsymbol{A}}_{\underline{\boldsymbol{i}}\bar{\boldsymbol{k}}}$ – работа, которую нужно совершить над системой, чтобы перевести её из начального состояния $\underline{\boldsymbol{i}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$ сначала по изотерме $T_{\boldsymbol{i}} = const$ до промежуточного состояния $\bar{\boldsymbol{a}}$, а затем по адиабате $S_{\boldsymbol{k}} = const$ из промежуточного состояния $\underline{\boldsymbol{a}}$ в конечное состояние $\bar{\boldsymbol{k}}$.

$\boldsymbol{x}_{\mathbf{1}}(\,\underline{\boldsymbol{i}}\,) = \boldsymbol{T}_{\underline{\boldsymbol{i}}}$ – температура;

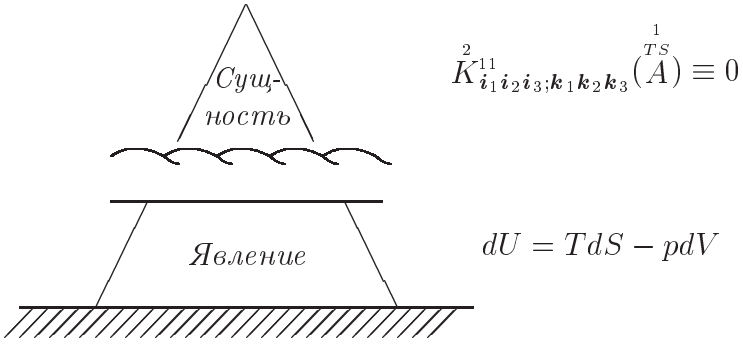
$\boldsymbol{x}^{\mathbf{1}}(\,\bar{\boldsymbol{k}}\,) = -\boldsymbol{S}_{\bar{\boldsymbol{k}}}$ – энтропия;

$\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{o}}(\underline{\boldsymbol{i}}) = -\boldsymbol{F}_{\underline{\boldsymbol{i}}}$ – свободная энергия (скрытый параметр);

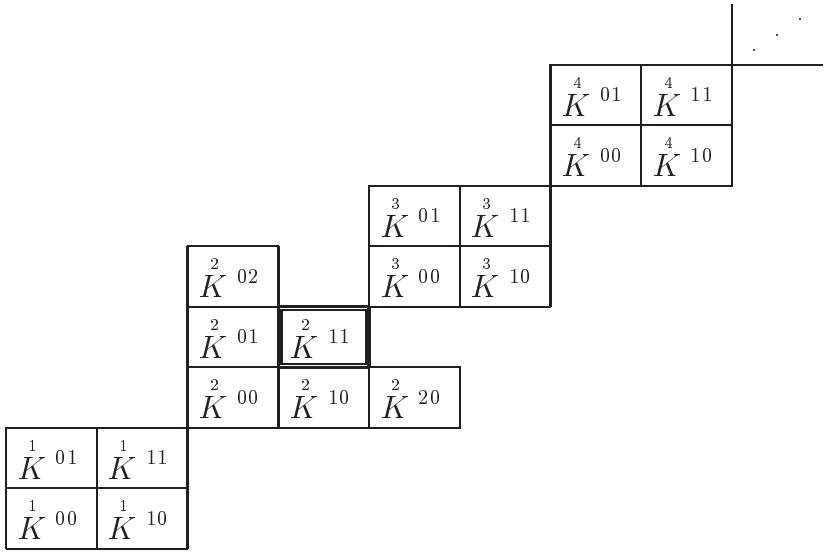
$\boldsymbol{s}^{\boldsymbol{o}}(\overline{\boldsymbol{k}}) = \boldsymbol{U}_{\overline{\boldsymbol{k}}}$ – внутренняя энергия (скрытый параметр).

Основное уравнение термодинамики в сакрально-инвариантной форме:

$$\overset{2}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{\overset{TS}{A}}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_1k_1} & \overset{TS}{A}_{i_1k_2} & \overset{TS}{A}_{i_1k_3} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_2k_1} & \overset{TS}{A}_{i_2k_2} & \overset{TS}{A}_{i_2k_3} \\ -1 & \overset{TS}{A}_{i_3k_1} & \overset{TS}{A}_{i_3k_2} & \overset{TS}{A}_{i_3k_3} \end{vmatrix} \equiv 0$$



Явление и сущность термодинамики.



Место среди всех возможных физических структур физической структуры, выражающей сущность основного закона термодинамики, когда в качестве репрезентатора берётся работа $\overset{TS}{A}_{i\,k}$.

Сакральная формулировка фундаментального закона термодинамики

$$\boxed{\overset{2}{K}{}^{11}_{i_1 i_2 i_3 ; k_1 k_2 k_3}(\overset{1}{w}) \equiv 0}$$

$$\overset{1}{w}_{\underline{i}\,\bar{k}} = s^o(\bar{k}) + x(\underline{i})_1 x^1(\bar{k}) + s_o(\underline{i}) =$$

$$= \overset{TS}{A}_{\underline{i}\,\bar{k}} = U_{\bar{k}} - T_{\underline{i}}\, S_{\bar{k}} - F_{\underline{i}}$$

Итак, сущность термодинамики состоит в существовании сакральных отношений между множеством начальных левых состояний $\underline{\mathfrak{N}}$ и множеством конечных правых состояний $\overline{\mathfrak{M}}$. При этом каждое начальное состояние $\underline{i}$ является **криптоточкой** сакрального одномерного криптоточечного пространства, а каждое конечное состояние $\bar{k}$ является **криптоточкой** другого сакрального одномерного криптоточечного пространства.

Другими словами, моновариантная термодинамика является сакральной криптоточечно-криптоточечной геометрией с асимметричной метрикой на двух множествах одной и той же природы, дополненной соответствующей физической интерпретацией.

Сущность основного закона моновариантной термодинамики состоит в равенстве нулю скалярного произведения трёхкриптоточечного корта начальных состояний на трёхкриптоточечный корт конечных состояний, объёмы которых одновременно тождественно равны нулю.

Другими словами, **сущность основного закона термодинамики состоит в существовании таких отношений между двумя кортами** $\langle\ \underline{\boldsymbol{i}}_1\ \underline{\boldsymbol{i}}_2\ \underline{\boldsymbol{i}}_3\ |$ **и** $|\ \bar{\boldsymbol{k}}_1\ \bar{\boldsymbol{k}}_2\ \bar{\boldsymbol{k}}_2\ \rangle$, **при которых имеет место физическая структура рода:**

$$\overset{2}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2\boldsymbol{i}_3;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{k}_3}(\overset{1}{\underset{TS}{A}}) = W(\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2,\ \underline{\boldsymbol{i}}_3)_{1;0} \cdot W^{1;0}(\ \bar{\boldsymbol{k}}_1,\ \ \bar{\boldsymbol{k}}_2,\ \ \bar{\boldsymbol{k}}_3) \equiv 0$$

Заметки на полях.

Заметим, что из равенства

$$\overset{1}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2}(\overset{1}{\underset{TS}{A}}) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 \\ -1 & \underset{TS}{A}_{i_1k_1} & \underset{TS}{A}_{i_1k_2} \\ -1 & \underset{TS}{A}_{i_2k_1} & \underset{TS}{A}_{i_2k_2} \end{vmatrix} =$$

$$= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_1} & -F_{\boldsymbol{i}_1} \\ -1 & T_{\boldsymbol{i}_2} & -F_{\boldsymbol{i}_2} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & -U_{\boldsymbol{k}_1} & -U_{\boldsymbol{k}_2} \\ 0 & -S_{\boldsymbol{k}_1} & -S_{\boldsymbol{k}_2} \\ 0 & 1 & 1 \end{vmatrix} = W(\ \underline{\boldsymbol{i}}_1,\ \underline{\boldsymbol{i}}_2)_1 \cdot W^1(\ \bar{\boldsymbol{k}}_1,\ \ \bar{\boldsymbol{k}}_2)$$

вытекает следующее важное сакральное тождество:

$$\overset{1}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2}(\overset{1}{\underset{TS}{A}}) = \overset{1}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_1\boldsymbol{i}_2;\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{k}_4}(\overset{1}{\underset{TS}{A}}) \cdot \overset{1}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_3\boldsymbol{i}_4;\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{k}_4}(\overset{1}{\underset{TS}{A}})^{-1} \cdot \overset{1}{K}{}^{11}_{\boldsymbol{i}_3\boldsymbol{i}_4;\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2}(\overset{1}{\underset{TS}{A}}).$$

Литература к Примеру 7

[1]. *Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш.* Термодинамика, статистическая физика и кинетика. Наука, - М.: 1977, С. 97.