

А. М. А р х а р о в

**О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СИСТЕМ**

Показано, что логически приемлемым методом анализа криогенных систем может быть только энтропийно-статистический.

E-mail: crio@power.bmstu.ru

Ключевые слова: криосистемы, анализ, термодинамика, криология.

В современном мире проблемы экономии энергии, энергосбережения, аккумулярования и использования всех разновидностей энергетических ресурсов, в том числе и низкотемпературной теплоты (холода) приобрели серьезную значимость и решаются уже в национальных масштабах. В то же время все рассматриваемые задачи по определению (оценке) энергетических потерь неизменно индивидуально целенаправленны. Практически это означает необходимость анализа рабочих процессов в действующих и проектируемых всевозможных энергосистемах: энергогенераторах и энергопотребителях. К числу последних принадлежат различные генераторы холода и тепловые насосы. Цель такого анализа заключается в *количественном* определении энергетических потерь и путей (способов) их минимизации. Основным инструментом при решении таких задач является термодинамический метод, в котором четко обозначены хорошо известные подходы: энтропийный и эксергетический. Занимаясь в течение длительного времени практическими исследованиями эксергетических потерь в криогенных и холодильных системах, установках, аппаратах и машинах, автор настоящей работы убедился в уязвимости (в смысле недоопределенности) эксергетического подхода применительно к низкотемпературным объектам, *работающим за счет затрат электроэнергии*. В таких системах вводимая энергия (или работа) затрачивается на достижение желаемого результата и компенсацию энергетических потерь вследствие производства энтропии. В настоящей работе автор обращается к истокам и основным принципам, в результате находит и поясняет причины, затрудняющие понимание эксергетического подхода к анализу таких систем и особенностей энтропийно-статистического анализа подобных низкотемпературных систем.

Холодильная и криогенная техника, различные способы генерации холода и теплоты (тепловые насосы) пережили решающий период своего развития во всевозможных областях применения в ушедшем двадцатом столетии. Вместе с тем в прошлом веке, несмотря на огромный технический прогресс и уникально высокие темпы развития

науки и техники, поразительно медленно решалась проблема единого термодинамического и температурного пространства и международного признания термодинамической шкалы температур Кельвина. Она была предложена Уильямом Томсоном (позднее лордом Кельвином) в 1848 г. как абсолютная шкала температур (т.е. не зависящая от свойств термометрических веществ) с одной единственной реперной точкой. Теперь она называется международной термодинамической шкалой Кельвина. Единицей измерения температуры по этой шкале является кельвин (К). В 1851–1853 гг. Рудольф Клаузиус, используя шкалу Кельвина, придал идеям и теореме С. Карно математическую форму, выражающую максимально возможную работу $(l_{\max})_{q_{\text{и}}}$, которую можно получить, располагая теплотой источника теплоты $q_{\text{и}}$:

$$(l_{\max})_{q_{\text{и}}} = q_{\text{и}} \frac{T_{\text{и}} - T_{\text{с}}}{T_{\text{и}}}, \quad (1)$$

где T — температура по шкале Кельвина, а индексы “и” и “с” обозначают *источник* и *сток* теплоты, $T_{\text{и}} > T_{\text{с}}$. Уравнение (1) уже содержало в себе первое и второе начала термодинамики. Поэтому, в частности, есть все основания именовать фундаментальное выражение (1) уравнением Карно–Клаузиуса¹. Обычно, но не всегда обязательно, стоком является окружающая среда с температурой T_0 , тогда в уравнении (1) $T_{\text{с}} = T_0$.

Официально шкала Кельвина была принята как международная более чем через 100 лет, в 1954 г., а значение температуры тройной точки воды, составляющее 273,16 (точно), — и того позднее, в 1963 г. Слова “градус Кельвина” были официально изъяты из употребления только в 1968 г., и единицей измерения термодинамической температуры стал кельвин. Таким образом, *по существу только во второй половине XX*

¹ Полезно заметить, что именно практика, по существу изобретательское и инженерное творчество оказались исторической предтечей термодинамики. Паровые двигатели Ивана Ползунова (1763–1765) и Джеймса Уатта (1774–1784), воздушные тепловые двигатели Роберта Стирлинга (1810–1920), паровозы Джорджа Стефенсона (1814–1829), Ефима и Мирона Черепановых (1833–1834) на десятилетия опережали исследования Сади Карно, Бенуа Клапейрона, Уильяма Томсона и Рудольфа Клаузиуса, трудами которых были заложены основы термодинамики. (В этом запаздывании кроется одна из причин уникальной фундаментальности термодинамики: она как бы “списана” с явлений самой Природы и деяний человеческих, которые можно непосредственно наблюдать на доступном макроуровне.) Им предстояло не только найти ответы на многие конкретные вопросы, но и сформулировать принципы, которые управляют работой тепловых машин, определяют и ограничивают возможности трансформации теплоты. Эта проблема, затрагивающая сегодня обширные сферы человеческой деятельности, была ими гениально решена. События эти ушли в далекое прошлое, и сегодня весьма не просто осознать глубину стоявших проблем. Поэтому понимание термодинамики достигается только через осмысливание исторической перспективы.

столетия международными актами было наконец сформировано общее (единое) термодинамическое температурное пространство от 0 К до ∞ (оба предела температур недостижимы). В этом пространстве не существует никаких различий между теплотой и холодом, за исключением температуры, и все законы едины. Единными по смыслу должны быть и термины, обозначающие те или иные понятия. Например, максимально возможная работа по уравнению (1) $(l_{\max})q_{и}$ есть теоретически возможное предельное значение, в какой бы области температур ни осуществлялось непрерывное, циклическое равновесное (обратимое) преобразование теплоты в работу (и при $T_{и} > T_0$, и при $T_{и} < T_0$). Максимально возможная работа зависима только от температур источника и стока теплоты и изначально получила название работоспособности теплоты, а с 1956 г. по предложению З. Ранга для нее начали использовать термин “эксергия” (символ E). Понятно, что в любой области температур значение эксергии выражает ту часть теплоты источника ($q_{и}$), которая в идеале может быть превращена в работу в условиях непрерывного, циклического преобразования². Поэтому ее значение не может превышать $q_{и}$ ни в области высоких, ни в области низких температур (коэффициент преобразования теплоты в работу может быть равным единице при $T_c \rightarrow 0$ или $T_{и} \rightarrow \infty$). Это указывает на то, что иногда встречающийся термин “эксергия холода”, введенный и понимаемый как величина, определяемая уравнением (2), значение которой может многократно превышать количество холода q_x , требует принципиального обсуждения и уточнения его смысла, что и делается далее.

Понятия *тепло*, *холодно*, *жарко* и термины *холод* и *теплота* обязаны своим появлением человеческим ощущениям. Человек жил и живет в тех или иных окружающих его температурных условиях, которые несомненно коррелируются с ощущениями *тепло* или *холодно*, или *нормально* в разных широтах, в которых средняя температура окружающей среды различна. Средняя же температура для всей Земли составляет около 300...310 К — это так называемая температура излучательного равновесия. Поскольку при принятии международной шкалы Кельвина значение температуры тройной точки воды принципиально могло бы быть обозначено любым числом, и только из чисто практических соображений оно выбрано равным точно 273,16 К, то все значения термодинамических температур условны — они привязаны к этой температуре. (Один кельвин – это 1/273,16 (точно) часть температуры тройной точки воды.)

² В отдельно взятых дискретных процессах превращение теплоты в работу нацело возможно, например: в изотермическом процессе расширения идеального газа подведенная теплота полностью переходит в работу. Как известно, этот процесс присутствует в цикле Карно.

Средняя температура окружающей среды T_0 (часто ее значение приравнивают 300 К) делит все термодинамическое температурное пространство на две области T_x и T_r , в которых $T_x < T_0$ и $T_r > T_0$. В каждой из этих областей все термодинамические принципы, законы, постулаты и понятия сохраняются общими. Своеобразным исторически сложившимся исключением является использование терминов “*теплота*” и “*холод*”. Последний употребляется для обозначения количества низкотемпературной теплоты, т.е. холода. Несмотря на распространенность термина “*холод*” связывать его с понятием *эксергии* через соотношение

$$(l_{\min})_{q_x} = q_x \frac{T_0 - t_x}{T_x} = E_{q_x} \quad (2)$$

не следовало бы. Понятие *эксергии* корректно только в отношении теплоты источника любого температурного уровня (в том числе и холода), которая может совершать работу. Понятие *эксергии* в классическом понимании к теплоте стока не применимо!

Почему же все-таки появился термин “*эксергия холода*”? Аргументом могло быть следующее обстоятельство. Если поставить вопрос: “сколько можно получить работы, располагая количеством холода q_x ?”, то ответ на него естествен — для идеальных условий ровно столько, сколько было затрачено на его генерацию в идеальных условиях. Другими словами, искомая величина равна минимально необходимой работе для генерации холода (2).

По-видимому, поэтому ее и назвали *эксергией холода*. Однако термин “*эксергия холода*” не коррелируется с первоначальным (классическим) толкованием понятия *эксергии* как работоспособности теплоты более высокого потенциала. Возможно, при этом не обратили внимание и на искажение терминов, которое не должно допускаться в едином термодинамическом температурном пространстве, а именно: понятие *эксергии* в области высоких температур всегда относили к высокопотенциальной теплоте *источника*, а в области низких температур оно было отнесено к низкопотенциальной теплоте, которую может воспринять *сток*! Величина $(l_{\min})_{q_x}$, а стало быть и *эксергия холода* в такой интерпретации может в десятки и сотни раз превышать величину q_x , в то время как *эксергия теплоты* в классическом понимании всегда меньше ее количества независимо от температурного уровня теплоты. Если рассматривать какой-либо аккумулятор холода тепловой емкостью q_x при температуре T_x (по сути это хладоемкость), то величину $(l_{\min})_{q_x}$ можно считать энергоемкостью того вещества, которое содержится в этом аккумуляторе, но не *эксергией холода*. Понятно, что энергетически выгоднее использовать именно хладоемкость аккумулятора холода для охлаждения или криостатирования, употребляя содержащееся в нем вещество в качестве хладоносителя. Однако

принципиально возможно использовать аккумулятор холода и в качестве стока теплоты при генерировании работы (электроэнергии). Максимально возможная работа при этом определится соотношением (1). Работу в таком “холодном” двигателе будет совершать теплота источника любого температурного уровня $T_{и} > T_{х}$, и только к этой теплоте применим термин “эксергия”:

$$(l_{\max})_{q_{и}} = q_{и} \frac{T_{и} - T_{х}}{T_{и}} = E_{q_{и}}. \quad (3)$$

Если источником теплоты является окружающая среда, то $q_{и} = q_0$ и $T_{и} = T_0$, тогда

$$(l_{\max})_{q_0} = q_0 \frac{T_0 - T_{х}}{T_0} = E_{q_0}. \quad (4)$$

Несостоятельность или условность термина “эксергия холода” по уравнению (2) можно показать также следующим образом. При непрерывном циклическом преобразовании теплоты в работу в идеальных условиях суммарное изменение энтропии источника и стока теплоты (согласно второму закону термодинамики) должно быть равно нулю:

$$-\frac{q_{и}}{T_{и}} + \frac{q_{х}}{T_{х}} = 0. \quad (5)$$

Отсюда следует, что

$$q_{и} = q_{х} \frac{T_{и}}{T_{х}}, \quad (6)$$

поэтому уравнение (3) можно представить в виде

$$E_{q_{и}} = q_{х} \frac{T_{и} - T_{х}}{T_{х}}. \quad (7)$$

В частном случае при $t_{и} = T - 0$ получается, что

$$E_{q_0} = q_{х} \frac{T_0 - T_{х}}{T_{х}} = (l_{\min})_{q_{х}} = E_{q_{х}}! \quad (8)$$

В результате по уравнению (8) эксергия холода и минимально необходимая работа для его генерации, приравненные по уравнению (2), оказываются равными эксергии теплоты окружающей среды. Эта терминологическая недоопределенность (или двусмысленность), по существу, указывает на искажение физического смысла понятия эксергии. Подобного дуализма в едином термодинамическом температурном пространстве допускать не следует и поэтому величину $(l_{\min})_{q_{х}}$ именовать эксергией холода некорректно.

Графическая интерпретация изложенного показана на рис. 1. Видно, что значения коэффициентов Карно–Клаузиуса для непрерывного преобразования теплоты в работу меньше единицы и остаются положительными во всей области доступных температур — как высоких,

$E; l; q, \text{Вт}$

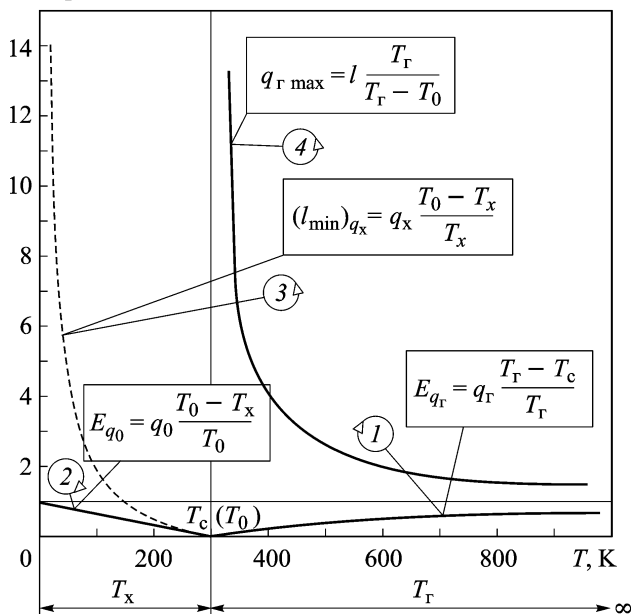


Рис. 1. Кривые Карно–Клаузиуса в едином термодинамическом температурном пространстве для основных типов обратимых непрерывных преобразований теплоты и работы (абсолютные максимальные значения коэффициентов преобразования):

① и ② — эксергетические кривые для преобразования высокопотенциальной теплоты и теплоты окружающей среды в работу: (1 — “горячие” двигатели, 2 — “холодные” двигатели); ③ — кривая минимально необходимой работы (электроэнергии) $(l_{\min})_{q_x}$ для генерации холода в количестве q_x при температуре T_x (криогенераторы); ④ — кривая, характеризующая максимально возможное количество генерируемой теплоты $(q_r)_{\max}$ при температуре T_r за счет затраты работы l (тепловые насосы); значение температуры стока теплоты T_c (в уравнении (1)) может варьироваться; здесь принято для области T_r (высоких температур) $T_c = T_0 = 300 \text{ К}$, для области T_x (низких температур) — $T_c = T_x$; значения q_0, q_x, q_r и l приравнены 1 Вт. Для эксергетических кривых 1, 2 и кривой 4 выполнено условное правило знаков, иногда используемое в термодинамике: полученная работа и введенная в цикл теплота — положительны; кривая 3 ($(l_{\min})_{q_x}$) построена, исходя из обычного (естественного) правила знаков: вводимая в цикл работа (электроэнергия) и вводимая теплота — положительны

так и низких. При $T_r \rightarrow \infty$ и $T_x \rightarrow 0$ значения коэффициентов преобразования теплоты в работу стремятся к единице. Минимально необходимая работа (электроэнергия) $(l_{\min})_{q_x}$ для генерации холода увеличивается до бесконечности при $T_x \rightarrow 0$. Коэффициент преобразования работы (электроэнергия) в теплоту q_r (случай теплового насоса) стремится к единице при $T_r \rightarrow \infty$ и увеличивается до бесконечности при $T_r \rightarrow t_0$. По сути, рис. 1 является графическим отображением первого и второго законов термодинамики для основных циклически работающих систем преобразования теплоты и работы в условиях полной

обратимости рабочих процессов. Стрелки на окружностях 1, 2, 3, 4 (см. рис. 1) указывают направленность циклов в sT -координатах.

В конечном итоге введение понятия *эксергии холода* по уравнению (2), во-первых, некорректно и, во-вторых, на практике существенно усложняет эксергетический подход, особенно при термодинамическом анализе реальных низкотемпературных систем, работающих за счет затрат электроэнергии. Более простым и понятным методом анализа таких систем является энтропийно-статистический метод. При анализе низкотемпературных систем, работающих за счет затрат высокопотенциальной теплоты, эксергетический подход без использования понятия “*эксергия холода*” вполне пригоден.

В области высоких температур подобных коллизий никогда не возникало, так как понятие эксергии всегда относилось к теплоте источника. Это можно показать на примере идеальной системы для преобразования низкопотенциальной теплоты в высокопотенциальную. Если таким тепловым насосом теплота окружающей среды q_0 передается на более высокий уровень температур T_r , то теоретически минимально необходимая для этого работа

$$(l_{\min})_{q_0} = q_0 \frac{T_r - T_0}{T_0}. \quad (9)$$

Максимальное количество теплоты, переданное на уровень T_r , составит сумму

$$(q_r)_{\max} = q_0 + (l_{\min})_{q_0} = q_0 \frac{T_r}{T_0}. \quad (10)$$

Понятно, что теплоту $(q_r)_{\max}$ можно использовать для получения работы, передавая ее теоретически наиболее совершенным способом в окружающую среду, при этом

$$(l_{\max})_{q_r} = E_{q_r} = (q_r)_{\max} \frac{T_r - T_0}{T_r} = q_0 \frac{T_r - T_0}{T_0} = (l_{\min})_{q_0}. \quad (11)$$

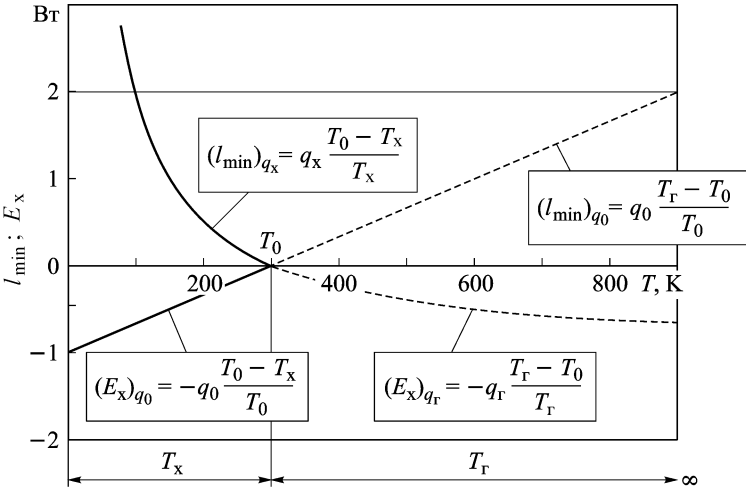
Из уравнения (11) следует, что эксергия теплоты $(q_r)_{\max}$ равна минимально необходимой работе $(l_{\min})_{q_0}$ для переноса теплоты q_0 с уровня T_0 на уровень T_r :

$$E_{q_r} = (l_{\min})_{q_0}. \quad (12)$$

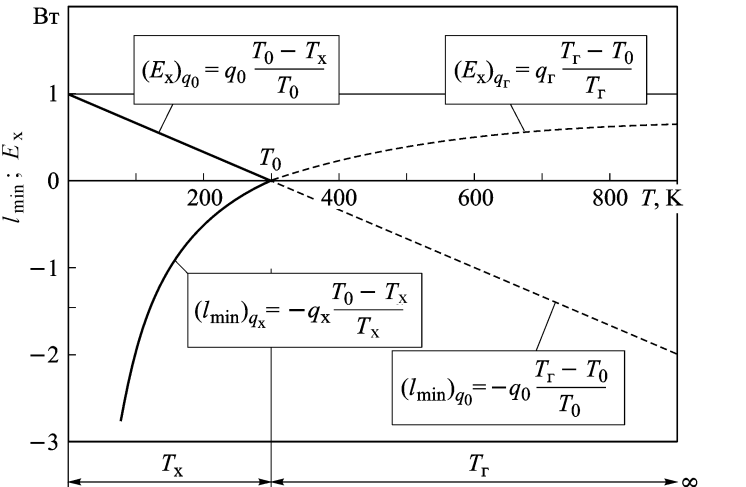
Все соотношения корректны и подобны тем, которые были получены для области низких температур ($T_x < T_0$), потому что генераторы холода являются, по сути, тепловыми насосами. Однако при создании и использовании тепловых насосов в области температур $T_r > T_0$ никогда не возникало предложений называть величину $(l_{\min})_{q_0}$ эксергией теплоты окружающей среды E_{q_0} : т.е. приравнивать $(l_{\min})_{q_0}$ и E_{q_0} , как для области низких температур при введении понятия *эксергии холода* по уравнению (2). В обеих областях единого термодинамического

температурного пространства $T_x < T_0$ и $T_r > T_0$ должно соблюдаться единство понятий. В этом случае вне зависимости от принятого правила знаков будет иметь место логически корректная графическая симметрия кривых Карно–Клаузиуса (рис. 2, правила знаков указаны в подрисуночных подписях).

Отметим, что несмотря на справедливость выражения (12), понятия E_{q_r} и $(l_{\min})_{q_0}$ никогда не отождествлялись также потому, что они



a



б

Рис. 2. Кривые Карно–Клаузиуса в едином термодинамическом температурном пространстве:

a – при естественном правиле знаков: все входящие потоки энергии положительны, а выходящие отрицательны (значения q_r , q_x и q_0 приняты равными 1 Вт); б – те же линии при выполнении иногда применяемого в термодинамике условного правила знаков: полученная работа и введенная теплота положительны, затраченная работа и отведенная теплота отрицательны

относятся к принципиально разным техническим задачам. В области низких температур ($T_x < T_0$) ситуация аналогична: генерирование холода и работы являются совершенно разными задачами. Поэтому и с этой точки зрения понятие *эксергии холода* не должно было бы отождествляться с понятием минимально необходимой работы для его генерирования. В итоге можно утверждать, что название “эксергетическая кривая” для совокупности линий E_{q_r} и $(l_{\min})_{q_x}$ (см. рис. 2) в едином термодинамическом температурном пространстве также некорректно.

Наконец, об энтропии: величина q/T , введенная Клаузиусом в 1851 г. и названная *энтропией*, изначально трактовалась им как мера превращения теплоты. *Положительными превращениями* он считал превращения, которые протекают сами собой, не требуя затрат энергии, например переход теплоты от горячих тел к холодным и превращения механической или электрической энергии в теплоту. *Отрицательными превращениями* он называл такие, которые не могут протекать самопроизвольно, например превращения низкопотенциальной теплоты в высокопотенциальную. В циклах (по старой терминологии “круговых процессах”) по Клаузиусу отрицательные превращения обязательно сопровождаются положительными! Отсюда вытекает и постулат Клаузиуса о невозможности перехода теплоты от холодных тел к более теплым, если при этом одновременно не происходит какого-либо компенсирующего положительного превращения (как известно, это одна из формулировок второго закона термодинамики). Для всякого обратимого цикла, независимо от его направленности и свойств рабочего тела, интеграл по замкнутому контуру в едином термодинамическом температурном пространстве равен нулю:

$$\oint \frac{dq}{T} = 0. \quad (13)$$

Из этого соотношения Клаузиуса следует, что изменение энтропии между двумя произвольными точками любого цикла (безразлично — для генерации работы или для генерации холода), т.е. между двумя состояниями рабочего тела, одинаково и не зависит от характера процесса! Именно величину $\int \frac{dq}{T}$ Клаузиус назвал энтропией и обозначил буквой S :

$$S = \int \frac{dq}{T}, \quad (14)$$

и дал основополагающее выражение для теплоты

$$dq = T dS, \quad (15)$$

из которого вытекал фундаментальный принцип возрастания энтропии для адиабатно изолированной системы тел при существовании необратимых процессов в этой системе³.

Из соотношений (13)–(15) следовал также вывод о том, что энтропия какого-либо тела для любого состояния зависит только от параметров состояния и, в частности, для многих рабочих тел определяется (как и внутренняя энергия) двумя из трех величин: p, v, T (давление, объем, температура). Или, другими словами, энтропия есть однозначная непрерывная и конечная функция этих параметров. Абсолютное значение энтропии рабочего вещества (как и внутренней энергии) не может быть определено. В расчетах всегда фигурирует изменение энтропии при переходе из одного состояния в другое, а числовое значение энтропии отсчитывается от какого-либо выбранного начального состояния. Энтропию, стало быть, можно рассматривать как свойство, присущее телу в том или ином состоянии (сегодня энтропию часто называют координатой термического состояния). Эксергия не является параметром состояния, так как она зависит не только от температуры рабочего тела, но и от температуры стока теплоты, которая в принципе может быть любой. Принципиально важно, что энтропия имеет свойство аддитивности, и поэтому для энергосистем — будь то высокотемпературные или низкотемпературные — суммарное значение увеличение энтропии вследствие необратимости рабочих процессов $\sum_{i=1}^n \Delta S'_i$ (в современной терминологии оно часто называется “производством” энтропии) однозначно определяет теоретическую величину энергетических потерь:

$$\Delta l'_i = T_{00} \sum_{i=1}^n \Delta S'_i, \quad (16)$$

где n — число необратимых рабочих процессов в системе; T_{00} — в общем случае температура стока теплоты ($T_{00} = T_0$ — для генераторов работы (“горячих” двигателей) и генераторов холода (криогенаторов); $T_{00} = T_r$ — для тепловых насосов; $T_{00} = T_x$ — для “холодных” двигателей).

Итак, уравнение (16) для высокотемпературных систем (генераторов работы) выражает значение недополученной (в сравнении с l_{\max}) работы, а для низкотемпературных систем (генераторов холода) — значение дополнительных, сверх минимально необходимых (l_{\min}) затрат

³При существовании необратимых процессов $TdS > dq$, а поскольку в адиабатно изолированной системе $dq = 0$, то величина $TdS > 0$, следовательно, и $dS > 0!$ Этот результат имеет большое практическое значение, так как позволяет записать уравнения энтропийных балансов для реальных исследуемых систем.

электроэнергии. Данное пояснение необходимо, поскольку употребляемые термины *производство энтропии* и *энергетические потери* хотя и выразительны и широко используются, но не вполне корректны.

Следуя Клаузиусу, можно говорить, что энтропия — мера непрерывного превращения теплоты в идеальных циклах как прямых, так и обратных. Для прямых циклов (генераторов работы) энтропия есть мера непрерывного превращения теплоты в работу. Если $q_{и}$ — количество располагаемой высокопотенциальной теплоты источника, то максимально возможная ее часть $E_{q_{и}}$, которая может быть превращена в работу, составит

$$E_{q_{и}} = l_{\max} = q_{и} - q_{с} = \frac{q_{и}}{T_{и}}(T_{и} - T_{с}) = S_{q_{и}}(T_{и} - T_{с}); \quad (17)$$

здесь $S_{q_{и}}$ — энтропия более высокопотенциальной теплоты источника $q_{и}$ по сравнению с температурой стока. Понятно, что эксергия теплоты $E_{q_{и}}$ выражает ту ее максимальную часть, которая может в идеальных условиях перейти в работу. Как уже отмечалось, эксергия теплоты $E_{q_{и}}$ всегда меньше количества теплоты $q_{и}$.

Для обратных идеальных циклов (генераторов холода и тепловых насосов) энтропия низкопотенциальной теплоты $S_{q_{х}}$ есть мера затрат работы для непрерывного превращения низкопотенциальной теплоты $q_{х}$ в более высокопотенциальную. Абсолютная величина минимально необходимой работы для переноса теплоты $q_{х}$ с температурного уровня $T_{х}$ на более высокий уровень температуры $T_{г}$ равна

$$l_{\min} = q_{г} - q_{х} = \frac{q_{х}}{T_{х}}(T_{г} - T_{х}) = S_{q_{х}}(T_{г} - T_{х}) = S_{q_{х}}[(T_{с})_{г} - (T_{и})_{х}]. \quad (18)$$

Здесь $S_{q_{х}}$ — энтропия более низкопотенциальной теплоты $q_{х}$ источника по сравнению с температурой стока; $T_{х} = (T_{и})_{х}$; $T_{г} = (T_{с})_{г}$ — температура стока теплоты. Напомним, что l_{\min} может быть меньше и больше величины $q_{х}$ в зависимости от температуры $T_{х}$. Отмеченное Клаузиусом фундаментальное смысловое значение энтропии и ее роль в определении максимально возможной (l_{\max}), минимально необходимой (l_{\min}) работы и энергетических потерь $\left(T_{00} \sum_{i=1}^n \Delta S'_i\right)$

распространяется на все единое термодинамическое пространство, во всех областях которого возможна непрерывная трансформация теплоты путем организации прямых и обратных циклов, что количественно для идеальных циклов отражено на графиках (см. рис. 1 и 2). Именно эти уникальные фундаментальные свойства энтропии и были положены в основу энтропийного метода анализа различных энергетических систем. Эксергетический подход несомненно полезен для анализа высокотемпературных систем (генераторов работы), однако, для анализа большинства низкотемпературных систем (генераторов холода) он, в

силу отмеченных выше обстоятельств, становится излишне усложненным и поэтому малопродуктивным.

В качестве общего вывода можно констатировать, что инженерная криология сегодня — это обширная быстро развивающаяся область научной и практической деятельности, основывающаяся на фундаментальных термодинамических принципах генерации холода любого температурного уровня и обеспечивающая различные способы их реализации, а также всевозможные целевые варианты использования искусственно генерированного холода. Показано, что, несмотря на присущую технике низких температур и ее задачам специфику, рассмотренные базовые понятия инженерной криологии в едином термодинамическом температурном пространстве должны определяться и формулироваться как полностью адекватные классическим. Это является важным условием, особенно при выборе того или иного подхода (метода) к термодинамическому анализу при исследовании конкретной холодильной или криогенной системы или установки. В частности, для анализа реальных низкотемпературных систем, работающих за счет затрат электроэнергии, по изложенным причинам более простым и продуктивным является энтропийно-статистический анализ. Привлечение статистической информации, почерпнутой из практического опыта, необходимо при анализе только реальных (действительных) систем и установок, так как величина производства энтропии далеко не для всех реальных рабочих процессов может быть определена расчетным путем или эти расчеты становятся слишком трудоемкими и ненадежными. Например, в числе среднестатистических значений выбираются значения КПД для различных машин сжатия и расширения, значения удельных теплопритоков из окружающей среды к холодным блокам, значения недорекуперации и многие другие. По этой причине и было уточнено наименование термодинамического анализа реальных энергосистем как энтропийно-статистического.

Статья поступила в редакцию 1.07.2010