УДК 530.1+536.75

К вопросу о критериях изменения порядка в открытой системе: статистический подход

В. И. Шаповалов
Московский экономико-финансовый институт, Москва, Россия

Сформулированы критерии, определяющие знак изменения энтропии в открытой системе. Введены понятия энтростата, степени открытости, критического уровня организации. Показана возможность возникновения энтропийных колебаний в стационарном состоянии. Прикладной характер критериев продемонстрирован в задачах из области термодинамики и экологии.

К настоящему времени в рамках классического представления об энтропии как о количественной мере беспорядка сложились два основных направления использования энтропийного подхода для описания процессов упорядочения в открытых системах. Выделим главные особенности каждого из них.

• Для произвольной системы одним из наиболее известных положений, определяющих знак изменения энтропии, является соотношение И. Пригожина [1]

$$\Delta S = \Delta_i S + \Delta_e S\,, \qquad (1)$$

где ΔS — изменение энтропии системы;
$\Delta_i S$ — энтропия, произведенная внутри системы;
$\Delta_e S$ — отток или приток энтропии в систему извне.

В дифференциальной форме

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial_e S}{\partial t} + \frac{\partial_i S}{\partial t}$$

где t — время.

Как показано в работе [2], данное соотношение позволяет выделить ситуации, в которых энтропия открытой системы может уменьшаться. В частности, для нестационарных состояний при $\partial_e S/\partial t < 0$ и $|\partial_e S/\partial t| > |\partial_i S/\partial t|$ выполняется условие $\partial S/\partial t < 0$, т. е. происходит упорядочение. В этом случае характер взаимодействия системы с внешней средой должен быть таким, чтобы слагаемое $\Delta_e S$, во-первых, оказалось отрицательным, во-вторых, по модулю было больше, чем $\Delta_i S$.

Однако из положения (1) нельзя получить каких-либо критериев или хотя бы указаний на причины, от которых зависят знак и величина $\Delta_e S$. Хотя именно эти характеристики и определяют, будет ли энтропия системы уменьшаться или увеличиваться. Ниже будет показано, что для ответа на вопрос о причинах преобладания процессов уменьшения (или увеличения) энтропии в открытой системе необходимо использовать статистический подход, в частности понятие условной энтропии.

• В рамках статистического подхода известно неравенство [3]

$$S(X) \geq S(X\,|\,Y)\,, \qquad (2)$$

где X и Y — переменные, определяющие состояние системы;
$S(X|Y)$ — условная энтропия, характеризующая неопределенность задания переменной X при условии, что задана переменная Y.

В работе [4] приводится следующая трактовка данного неравенства: "Задание дополнительных условий может либо уменьшить неопределенность статистического описания, либо оставить ее неизменной".

Если рассматривать $S(X)$ как энтропию равновесного состояния замкнутой (изолированной) системы, то размыкание соответствует заданию дополнительных условий. Тогда $S(X|Y)$ — энтропия стационарного состояния после размыкания, в результате которого в системе возникли изменения, описываемые дополнительной переменной Y. Согласно неравенству (2) энтропия системы после размыкания не может быть больше энтропии замкнутой системы.

Ограниченность неравенства (2) заключается в том, что, во-первых, оно не позволяет сравнивать между собой энтропии стационарных состояний открытой системы; во-вторых, применение этого неравенства к известной задаче о тепловом контакте двух тел, образующих изолированную систему, приводит к противоречию, поскольку из него следует, что энтропия каждого из двух тел после контакта не может возрасти.

Ниже на основе анализа свойств условной энтропии сформулировано положение, согласно которому изменение порядка в системе зависит от изменения ее степени открытости — параметра, характеризующего величину внешнего воздействия на систему.

Критерии изменения энтропии в произвольной системе

Рассмотрим изолированную (замкнутую) систему, находящуюся в состоянии равновесия, которое описывается обобщенной переменной X. Если на систему оказывать постоянное внешнее воздействие, то, спустя некоторое время, она придет к стационарному состоянию. Последнее будет отличаться от предыдущего рядом изменений, для описания которых понадобятся новые переменные.

Сравним два состояния системы, отличающиеся одно от другого величиной взаимодействия с внешней средой. При этом мы полагаем, что внешняя среда должна удовлетворять неравенству

$$\frac{|\Delta S|}{S} >> \frac{|\Delta S_s|}{S_s},$$

где ΔS и ΔS_s — изменение энтропии, соответственно, системы и внешней среды, вызванное их взаимодействием.

Внешнюю среду, для которой выполняется данное неравенство, назовем *энтростатом*, т.е. средой, изменением энтропии которой можно пренебречь по сравнению с изменением энтропии исследуемой системы.

Важно отличать ситуации, в которых ни одна из двух взаимодействующих систем не может считаться энтростатом. Представим себе, что в теплоизолированную комнату с нормальной температурой внесли очень горячий предмет. Через некоторое время температура предмета и температура воздуха в комнате сравняются. При этом изменение температуры окажется заметным как в одной, так и в другой системе. Следовательно, ни одна из них не может выступать в качестве энтростата. Теперь предположим, что в комнате широко открыто окно. Спустя какое-то время, горячий предмет неизбежно остынет, его температура будет в точности равна температуре воздуха за окном. А так как температура воздуха после остывания предмета останется прежней, то в этом случае его обязательно следует считать энтростатом.

Главное преимущество введения понятия энтростата заключается в том, что оно позволяет исключить внешнюю среду при анализе поведения открытой системы. В частности, все изменения, которые происходят при взаимодействии системы с энтростатом, относятся к ней самой. Поэтому и новые переменные, необходимые для описания этих изменений, будут относиться к самой системе.

Пусть в первом состоянии все изменения, происходящие в системе, описываются переменными $Y_1, Y_2, ..., Y_{n-1}$, а во втором состоянии — переменными $Y_1, Y_2, ..., Y_n$. Запишем выражения для соответствующих условных энтропий

в первом состоянии:

$$S(X \mid Y_1...Y_{n-1}) = -k\int\limits_{X}\int\limits_{Y_1}...\int\limits_{Y_{n-1}} f(XY_1...Y_{n-1})\times \ln f(X \mid Y_1...Y_{n-1})dXdY_1...dY_{n-1}; \tag{3}$$

во втором состоянии:

$$S(X \mid Y_1...Y_n) = -k\int\limits_{X}\int\limits_{Y_1}...\int\limits_{Y_n} f(XY_1...Y_n)\times \ln f(X \mid Y_1...Y_n)dXdY_1...dY_n. \tag{4}$$

Здесь $S(X|Y_1Y_2...Y_i)$ — условная энтропия, соответствующая значению энтропии системы в стационарном состоянии, которое отличается от замкнутого изменениями в структуре, появившимися благодаря внешнему воздействию и описываемыми обобщенными переменными Y_1, Y_2, ..., Y_i . Для сравнения: $S(X)$ — равновесное значение энтропии замкнутой системы, структура которой описывается обобщенной переменной X.

Докажем неравенство

$$S(X \mid Y_1...Y_{n-1}) > S(X \mid Y_1...Y_n). \tag{5}$$

Воспользовавшись известным соотношением между функциями распределения

$$f(XY_1...Y_n) = f(X \mid Y_1...Y_n)f(Y_1...Y_n) = = f(Y_n \mid XY_1...Y_{n-1})f(XY_1...Y_{n-1}), \tag{6}$$

формулу (3) приведем к виду

$$S(X \mid Y_1...Y_{n-1}) = -k\int\limits_{X}\int\limits_{Y_1}...\int\limits_{Y_n} f(XY_1...Y_n)\times \ln f(X \mid Y_1...Y_{n-1})dXdY_1...dY_n. \tag{7}$$

При этом мы учитывали, что произведение $f(XY_1...Y_{n-1})\ln f(X \mid Y_1...Y_{n-1})$ не зависит от переменной Y_n и может быть вынесено за знак интеграла по Y_n, который (имеется в виду интеграл) после этого, согласно условию нормировки функции распределения $f(Y_n)$, будет равен единице.

С помощью (4) и (7) составим и преобразуем разность

$$\begin{aligned} &S(X \mid Y_1...Y_{n-1}) - S(X \mid Y_1...Y_n) = \\ &= k\int\limits_{X}\int\limits_{Y_1}...\int\limits_{Y_n} f(XY_1...Y_n)\ln\frac{f(X \mid Y_1...Y_n)}{f(X \mid Y_1...Y_{n-1})}dXdY_1...dY_n > \\ &> k\int\limits_{X}\int\limits_{Y_1}...\int\limits_{Y_n} f(XY_1...Y_n)\left[1-\frac{f(X \mid Y_1...Y_{n-1})}{f(X \mid Y_1...Y_n)}\right]\times \\ &\times dXdY_1...dY_n = k - k\int\limits_{X}...\int\limits_{Y_{n-1}} f(XY_1...Y_{n-1})dX...dY_{n-1}\times \\ &\times \int\limits_{Y_n} f(Y_n \mid Y_1...Y_{n-1})dY_n = k - k = 0 . \end{aligned}$$

В данных преобразованиях были использованы формулы, аналогичные (6), и известное в математике соотношение $1-(1/a) < \ln a$ при $a \neq 1$.

Таким образом, неравенство (5) доказано.

Ввиду произвольности n неравенство (5) может быть записано в развернутом виде [5—7]

$$S(X) > S(X|Y_1) > S(X|Y_1Y_2) > ... > S(X|Y_1Y_2...Y_i) > ... \tag{8}$$

В этом выражении каждое неравенство соответствует определенному изменению величины взаимодействия с внешней средой (энтростатом), которую обобщим в виде феноменологического параметра, названного степенью открытости системы.

Степенью открытости α назовем параметр, обобщающий собой величину изменений, которые произошли в системе в результате ее взаимодействия с энтростатом.

Как видно из (8), каждому значению α однозначно соответствует определенное стационарное значение энтропии. Крайние позиции ряда (8) занимают предельные состояния системы. Для крайней левой позиции выполняется $\alpha = 0$, что означает абсолютно замкнутое состояние, для крайней правой — $\alpha = \alpha_{max}$, что по логике ряда должно означать максимально разомкнутое состояние.

Графически неравенство (8) можно представить в виде энтропийного ряда, изображенного на рис. 1, где S_0 — начальное значение энтропии; $S_{A.R}$ — значение энтропии системы по окончании некоторого процесса в абсолютно замкнутом состоянии ($\alpha = 0$); S_{α_i} — значение энтропии по окончании этого же процесса в стационарном состоянии, имеющем степень открытости α_i. Затемненная часть столбика показывает уровень энтропии системы в стационарном состоянии.

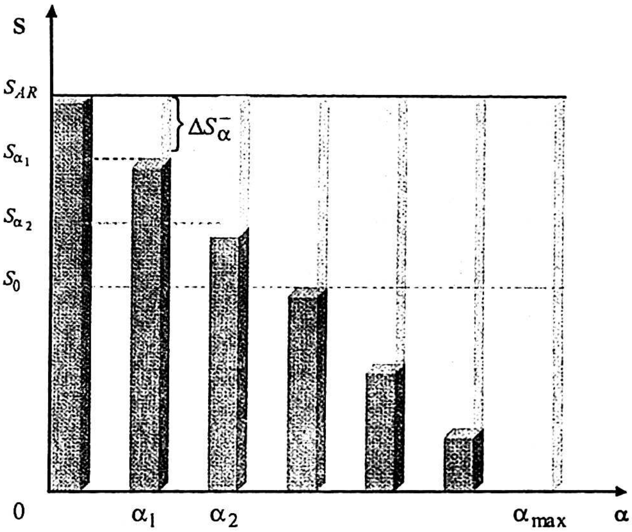


Рис. 1. Энтропийный ряд — графическое представление соотношения (8)

Энтропийный ряд наглядно иллюстрирует закономерность, содержащуюся в неравенстве (8): если увеличить открытость системы от α_1 до α_2, то ее энтропия должна уменьшиться от S_{α_1} до S_{α_2}, т.е. в системе произойдет увеличение порядка, но не до бесконечности, а до уровня, соответствующего новой степени открытости; наоборот, если уменьшить открытость системы от α_2 до α_1, то ее энтропия должна увеличиться от S_{α_2} до S_{α_1}, т.е. произойдет дезорганизация системы до уровня, соответствующего новой степени открытости.

Таким образом, каждой степени открытости α однозначно соответствует свое стационарное значение S_α, при этом, если $S > S_\alpha$, то в системе будут преобладать процессы, уменьшающие энтропию; если $S < S_\alpha$ — то будут преобладать процессы, увеличивающие энтропию; если $S = S_\alpha$ — то действия процессов, уменьшающих и увеличивающих энтропию, будут компенсировать друг друга, и состояние системы окажется стационарным.

В крайней правой позиции ряда (8), для которой $\alpha = \alpha_{max}$, значение S_α должно быть минимальным. Очевидно, что для энтропии самым минимальным из возможных значений будет нулевое: $S_{\alpha_{max}} = 0$. Следовательно, согласно предыдущему абзацу, максимально разомкнутая система стремится к некоторому идеальному состоянию с нулевой энтропией. Иначе говоря, в такой системе процессы, уменьшающие энтропию, будут преобладать в каждый момент времени. На рис. 1 на это указывает отсутствие затемненной области в состоянии с максимальной степенью открытости.

Отрицательное приращение энтропии, на которое уменьшается стационарное значение S_α по мере увеличения α, обозначим через ΔS_α^- (см. рис. 1)

$$\Delta S_\alpha^- = S_\alpha - S_{A.R} < 0. \qquad (9)$$

Введем следующие обозначения:

$\Delta S_\alpha = S_\alpha - S_0$ — изменение энтропии системы, имеющей степень открытости α и достигшей стационарного состояния;

$\Delta S_{A.R} = S_{A.R} - S_0$ — изменение энтропии абсолютно замкнутой системы, достигшей равновесия.

С учетом (9) имеем

$$\Delta S_\alpha = \Delta S_{A.R} + \Delta S_\alpha^-. \qquad (10)$$

Таким образом, в открытой системе общее приращение энтропии складывается из положительного приращения $\Delta S_{A.R}$, обусловленного исключительно действием закона возрастания энтропии, и отрицательного приращения ΔS_α^- [5].

Все процессы, проходящие в открытой системе, разделим на увеличивающие энтропию и уменьшающие ее. Тогда приращение $\Delta S_{A.R}$ характеризует энтропийный вклад процессов, увеличивающих S, а приращение ΔS_α^- — энтропийный вклад процессов, уменьшающих S.

Осуществляемое в (10) жесткое разграничение процессов, увеличивающих и уменьшающих энтропию, позволяет рассматривать ΔS_α^- как *критический уровень организации системы* (или критический уровень порядка в системе). Согласно отмеченной ранее закономерности, содержащейся в неравенстве (8), если система организована выше своего критического уровня, то в ней преобладают процессы, увеличивающие энтропию, если ниже — процессы, уменьшающие энтропию. На самом критическом уровне действия указанных процессов компенсируют друг друга, и состояние системы становится стационарным*.

Суммируя сказанное, сформулируем *обобщенный закон изменения энтропии*, который содержит в себе критерии изменения энтропии в произвольной системе:

в абсолютно замкнутом состоянии ($\alpha = 0$) все процессы сопровождаются увеличением энтропии системы (известный закон возрастания энтропии);

* По мнению автора, понятие критического уровня организации обобщает в рамках статистического подхода такие известные понятия, как "метастабильное состояние сложной системы" [1], "норма хаотичности" [8] и "сумма мер хаоса и порядка" [9].

в максимально разомкнутом состоянии ($\alpha = \alpha_{max}$) все процессы сопровождаются уменьшением энтропии (по-видимому, данная формулировка соответствует закону убывания энтропии);

в остальных случаях ($0 < \alpha < \alpha_{max}$), если система организована ниже критического уровня, соответствующего данному значению α, то в ней преобладают процессы уменьшения энтропии, если выше — то преобладают процессы увеличения энтропии.

Упорядочение в плоскопараллельной пластинке, разделяющей термостаты с разной температурой

На простом, но наглядном примере продемонстрируем справедливость полученного выше утверждения: увеличение степени открытости системы неизбежно приводит к уменьшению ее энтропии.

Ниже будет предложен оригинальный способ оценки относительной упорядоченности открытой термодинамической системы, в которой изменение температуры происходит благодаря явлению теплопроводности и не сопровождается макроскопическим течением.

Рассмотрим систему, представляющую собой бесконечную однородную плоскопараллельную пластинку толщиной h, поверхности которой поддерживаются при постоянных температурах.

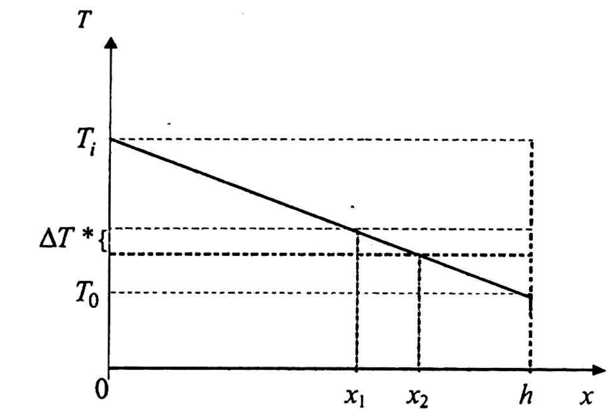
Сравним энтропии двух состояний. В первом состоянии поверхности имеют температуры T_0 и T_1, а во втором — T_0 и T_2, при этом $T_2 > T_1 > T_0$ (либо $T_2 < T_1 < T_0$).

В качестве меры воздействия внешней среды примем разность температур на поверхностях пластинки: $|T_i - T_0| = |\Delta T_i|$, $i = 1; 2$. Увеличение $|\Delta T_i|$ соответствует увеличению воздействия внешней среды, т. е. увеличению степени открытости системы.

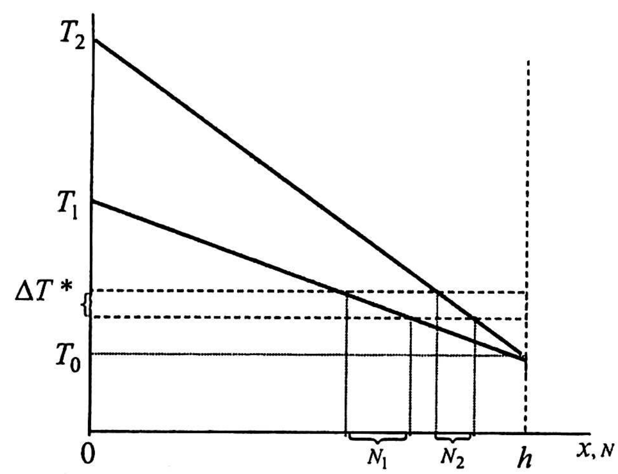
В стационарном состоянии внутри пластинки изменение температуры происходит по линейному закону в направлении x (рис. 2, *а*):

$$T = T_i - (T_i - T_0)\frac{x}{h}. \qquad (11)$$

Функцию распределения, необходимую для вычисления энтропии, получим из следующих соображений. Частицы среды будем считать *неразличимыми*, если их температуры отличаются друг от друга не более чем на ΔT^*, где $\Delta T^* = T(x_1) - T(x_2)$ — некоторое фиксированное конечное приращение температуры, величина которого достаточно мала, чтобы не восприниматься внешней средой (расположение ΔT^* по оси температур выбрано произвольно). С увеличением разности температур на поверхностях пластинки количество частиц, имеющих значения температуры в пределах интервала ΔT^*, будет уменьшаться, т. е. будет уменьшаться количество неразличимых частиц (см. рис. 2, *б*, где N_1 и N_2 — число неразличимых частиц с температурой в пределах ΔT^*, соответственно, для случаев $|\Delta T_1|$ и $|\Delta T_2|$).



а



б

Рис. 2. Линейный температурный градиент внутри плоскопараллельной пластинки, ограниченной двумя термостатами: *а* — частицы среды неразличимы, если их температуры отличаются друг от друга не более чем на ΔT^*; б — чем больше температурный градиент, тем меньше неразличимых частиц в пластинке

В однородной пластинке энтропия пропорциональна числу именно неразличимых частиц системы. В связи с этим зададимся целью связать их функцию распределения с распределением температуры по толщине пластинки, т. е. с выражением (11).

Очевидно, что полное число возможных событий для частиц, температура которых ограничена уравнением (11), определяется площадью трапеции с основаниями T_i и T_0 и высотой h. Данную трапецию назовем основной. Аналогично, для неразличимых частиц, температура которых не выходит за пределы интервала ΔT^*, полное число событий соответствует площади трапеции с основаниями в виде перпендикуляров, опускающихся на ось x от границ интервала ΔT^* на графике (см. рис. 2) уравнения (11). Ясно, что площадь этой трапеции будет в m раз меньше основной, где $m = \Delta T_i / \Delta T^*$. Тогда условие нормировки для функции распределения неразличимых частиц системы должно иметь вид

$$\frac{1}{m}\int_0^h\int_0^T f\,dT\,dx = 1 .$$

Исходя из рис. 2 можно предположить, что $f = \text{const}$. В результате находим

$$f = \frac{2\Delta T_i}{(T_i + T_0)\,h\,\Delta T^*} .$$

Теперь найдем выражение для энтропии i-го состояния

$$S(T_i) = -k\frac{1}{m}\int_0^h\int_0^T f\ln f\,dT\,dx = k\ln\frac{(T_i+T_0)h}{2} + \\ + k\ln\frac{\Delta T^*}{\Delta T_i} . \qquad (12)$$

Если температура внутри пластинки станет одинаковой, например T_0, то формула (12) переходит в формулу для энтропии однородной термодинамической системы, имеющей равномерное распределение температуры: $S(T_0) = k\ln T_0 h$ (в этом случае $m = 1$ и в (12) разность $T_i - T_0$ следует положить предельно минимальной, т. е. равной ΔT^*).

Рассмотрим особенности выражения (12).

Если систему изолировать от термостатов, то она окажется абсолютно замкнутой. Благодаря процессам релаксации температурный градиент (11) исчезнет, и температура внутри пластинки примет значение $(T_i + T_0)/2$. В этом можно убедиться, решив уравнение теплопроводности $\partial T/\partial t = a\,\partial^2 T/\partial x^2$ (a — температуропроводность) при следующих начальных и граничных условиях:

$$T(t=0; x=0) = T_i ; \qquad T(t=0; x=h) = T_0 ;$$

$$T(t=\infty; x=0) = T(t=\infty; x=h) ;$$

$$(\partial T/\partial x)\big|_{x=0} = (\partial T/\partial x)\big|_{x=h} = 0 .$$

В такой изолированной системе в состоянии равновесия полное число возможных событий определяется площадью прямоугольника с основанием h и высотой $(T_i + T_0)/2$. В результате для функции распределения можно записать следующее условие нормировки:

$$\int_0^h \int_0^{\frac{T_i+T_0}{2}} f\,dT\,dx = 1 ,$$

откуда

$$f = \frac{2}{(T_i+T_0)h} \quad \text{и} \quad S_{A.R} = k\ln\frac{(T_i+T_0)h}{2} \ —$$

энтропия абсолютно замкнутой системы в состоянии равновесия.

Таким образом, в (12) первое слагаемое соответствует значению энтропии абсолютно замкнутой системы в состоянии равновесия, а второе слагаемое не может быть положительным, так как по смыслу интервала ΔT^* должно выполняться: $\Delta T^* \le |\Delta T_i|$.

С помощью формулы (12) нетрудно убедиться, что

$$S(T_2) < S(T_1) < S_{A.R} \ \text{для} \ \begin{cases} T_2 > T_1 > T_0; \\ T_2 < T_1 < T_0. \end{cases}$$

Как видим, состоянию системы с бóльшей разностью $|T_i - T_0|$, т. е. с бóльшей степенью открытости соответствует меньшее значение энтропии. Это положение согласуется с интуитивно ожидаемым результатом, так как очевидно, что с увеличением $|T_i - T_0|$ растет и температурный градиент, т. е. увеличивается температурная неоднородность системы, и, следовательно, энтропия системы должна уменьшаться.

Энтропийные колебания и новый механизм экологических кризисов

Если энтропия системы больше (меньше) значения S_α, то, согласно закономерностям, в системе будут преобладать процессы, уменьшающие (увеличивающие) энтропию до S_α. Напомним, что S_α соответствует значению энтропии в стационарном состоянии. При достижении системой этого состояния в ней могут возникнуть энтропийные колебания.

Математически к явлению возникновения энтропийных колебаний можно прийти, применив теорему И. Пригожина о минимальном производстве энтропии вблизи стационарного состояния к введенному выше представлению о критическом уровне организации. Согласно указанной теореме, в области линейных процессов, в результате которых энтропия системы увеличивается ($dS > 0$), выполняется условие [1]

$$\frac{\partial P}{\partial t} \le 0 , \qquad (13)$$

где $P = \partial S/\partial t$ — производство энтропии в системе; знак "=" соответствует стационарному состоянию. Выше было показано, что для системы, взаимодействующей с энтростатом, увеличение степени открытости приводит к уменьшению энтропии. Это означает, что энтропия нового стационарного состояния будет меньше энтропии предыдущего: $S_{\alpha_2} < S_{\alpha_1}$ при $\alpha_2 > \alpha_1$ (см. рис. 1), т. е. такой переход к новому стационарному состоянию сопровождается уменьшением энтропии системы $(dS < 0)$. В этом случае условие (13) изменяет знак.

Неравенство (13) запишем в виде уравнения, добавив некоторую функцию $F(P,S)$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + F(P,S) = 0. \qquad (14)$$

На уравнение (14) распространяются те же ограничения, что и на теорему И. Пригожина. В частности, оно выполняется в области линейных процессов. Последнее позволило пренебречь всеми слагаемыми, кроме линейных, в разложении функции F в окрестности стационарного состояния

$$F(P,S) = F(P_\alpha, S_\alpha) + \beta(P - P_\alpha) + \mu(S - S_\alpha) = \\ = \beta P + \mu S - \mu S_\alpha,$$

где S_α — значение энтропии системы в стационарном состоянии, степень открытости которого равна α; $\beta = (\partial F/\partial P)_{P_\alpha}$; $\mu = (\partial F/\partial S)_{S_\alpha}$; $F(P_\alpha, S_\alpha) = 0$ и $P_\alpha = 0$, так как в стационарном состоянии скорость производства энтропии F и само производство энтропии P равны нулю.

В результате (14) примет вид

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + \beta \frac{\partial S}{\partial t} + \mu S = \mu S_\alpha. \qquad (15)$$

Для этого уравнения можно построить двухмерное фазовое пространство в координатах S и $\partial S/\partial t$. Применив стандартную методику линейного анализа устойчивости, можно показать, что: при $\mu < 0$ уравнение (15) имеет только неустойчивые стационарные решения; при $0 < \mu \le \beta^2/4$ решение его является устойчивым и апериодическим; при $\mu > \beta^2/4$ — стационарные решения уравнения (15) представляют собой устойчивые колебания вокруг S_α (или, что одно и то же, вокруг ΔS_α^- — критического уровня организации системы — последнее следует из соотношения (9)). При $\beta > 0$ энтропийные колебания являются затухающими; при $\beta < 0$ — амплитуда колебаний увеличивается с течением времени. Простейший вид энтропийных колебаний (для случая $\beta = 0$) приведен на рис. 3.

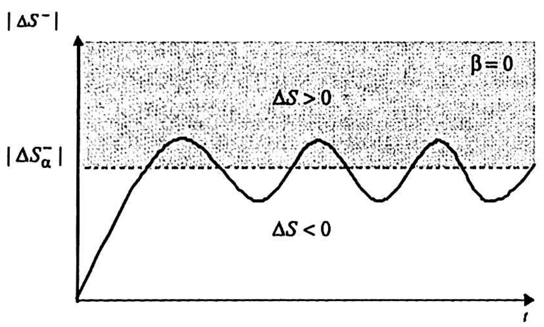


Рис. 3. Энтропийные колебания вокруг стационарного состояния для случая $\beta = 0$.

Рассматривается промежуток времени, в течение которого степень открытости системы α является постоянной

Представление об энтропийных колебаниях вокруг стационарного состояния легло в основу нового механизма возникновения экологических кризисов [5, 7, 10].

Кратко основные положения данного механизма заключаются в следующем.

- Любая структурно организованная географическая местность (регион) представляет собой систему, взаимодействующую с окружающим миром. Следовательно, этот регион имеет определенную степень открытости, которой соответствует определенный критический уровень организации. Если организация региона ниже своего критического уровня, то в нем преобладают процессы, уменьшающие энтропию. Это означает, что увеличивается вероятность событий, способствующих упорядочению и самоорганизации. В результате в регионе возникают новые структуры и увеличивается порядок. Это происходит до тех пор, пока организация региона не превысит свое критическое значение ΔS_α^-. Выше этого значения преобладают процессы, увеличивающие энтропию. В результате увеличивается вероятность событий, способствующих беспорядку, и организация региона уменьшается до тех пор, пока не окажется ниже критического уровня ΔS_α^-. Затем все повторяется. Согласно закономерностям, приведенным выше, единственным способом перейти на более высокий уровень организации (т.е. к большему значению ΔS_α^-) является увеличение степени открытости системы.
- Если в данном регионе превышен критический уровень организации, то горные области и прилегающие к ним районы, а также искусственные постройки со сложной структурой обратных связей будут представлять собой места с повышенной вероятностью возникновения процессов увеличения энтропии. Поэтому в таких районах каждое значительное строительство следует рассматривать как дополнительное уменьшение энтропии с повышенным риском возникновения различных бедствий.

С учетом особенностей данного механизма приведем перечень мер, которые необходимо учитывать в любом крупном регионе в целях предотвращения и предупреждения процессов увеличения энтропии, которые могут быть вызваны строительной деятельностью: а — иметь карту распределения мест природного или искусственного уменьшения энтропии в целях выявления зон повышенной вероятности возникновения процессов разрушения; б — любое крупномасштабное строительство должно предварительно просчитываться на ожидаемое уменьшение (или увеличение) энтропии в регионе; в — иметь постоянно действующую службу, отслеживающую все изменения, происходящие в карте по пункту "а", в связи с различными крупными строительствами в других регионах; г — иметь представление об общей картине основных энтропийных процессов на планете, так как без этого действия по первым трем пунктам не могут быть оптимально скоррелированы.

Комментарии и выводы

1. Соотношение (8) позволяет сравнивать между собой величину упорядочения в разных состояниях открытой системы. Этим оно отличается от известного неравенства (2), различающего только два состояния, одно из которых должно быть обязательно замкнутым. Кроме того, соотношение (8) является более общим, чем (2), поскольку содержит последнее как частный случай и не может быть из него выведено.

Согласно соотношению (8) сравнение открытых состояний системы является корректным, если речь идет о взаимодействии системы с энтростатом. Пренебрежение указанным обстоятельством приводит к противоречию. В частности, было отмечено противоречие, которое появляется, если воспользоваться неравенством (2) в задаче о тепловом контакте двух тел, образующих изолированную систему.. Поскольку в данной задаче ни одно из тел нельзя считать энтростатом, то неравенство (2), которое является частью (8), не может быть применено.

2. Выражение (10) описывает изменение энтропии, возникающее в открытой системе в процессе перехода к стационарному состоянию. В этом выражении проводится жесткое разделение на процессы, увеличивающие и уменьшающие энтропию. Такой подход отличает (10) от известного (1) большей определенностью: $\Delta_e S$ в (1) может быть как отрицательным, так и положительным, в то время как ΔS_α^- в (10) всегда меньше нуля. Выражение (10) и неравенство (8) позволили сформулировать критерии изменения энтропии открытой системы в виде обобщенного закона изменения энтропии.

3. В задаче об упорядочении в плоскопараллельной пластинке был использован нестандартный прием: на непрерывной оси температур предполагалось существование такого минимального интервала ΔT^*, что любое изменение температуры, не превышающее указанный интервал, никак не влияло на результаты исследуемого явления. Этот прием отражает хорошо известный в экспериментальной практике факт: в изучаемой системе какой-либо процесс, в котором переменная с течением времени асимптотически приближается к некоторому значению и в соответствии с теорией никогда не может его достигнуть, считается завершенным спустя вполне конечный промежуток времени, после чего для дальнейших экспериментов с системой отсчет времени ведется уже от нуля. Причина этого, по-видимому, кроется в том фундаментальном свойстве природы, которое, например, в [2] обозначено как "минимальный размер системы", а в [5, 7] названо структурным элементом.

Следует также отметить, что в формуле (12) конкретное значение ΔT^* выбирается в достаточной степени произвольно, исходя из требования малости этой величины. Такое положение сужает область применения формулы (12). Однако, учитывая, что в каждой конкретной задаче значение ΔT^* является постоянным, к достоинствам этой формулы можно отнести то, что она позволяет точно определить знак изменения энтропии и, следовательно, дать ответ на вопрос, упорядочивает ли систему данное взаимодействие или нет.

4. Приведенный механизм возникновения экологических кризисов позволяет по-новому взглянуть на формирование глобальных тенденций. Если в качестве системы рассматривать Землю, то ее сравнительно постоянная степень открытости по отношению к космосу задает определенный критический уровень упорядочения на планете. Согласно сформулированным критериям изменения энтропии ниже критического уровня на Земле должны преобладать процессы упорядочения и самоорганизации, выше — процессы дезорганизации. В первом случае человечество, преобразуя природу, в целом увеличивает в ней порядок больше, чем беспорядок, т. е. стремится превысить критический уровень. И когда это происходит, процессы дезорганизации становятся преобладающими (см. рис. 3). В результате повышается вероятность любых событий, ведущих к беспорядку и разрушениям. При этом должны наблюдаться усиление и учащение стихийных бедствий, разрушение экосистем, повышение вероятности человеческих конфликтов, техногенных катастроф, несчастных случаев и других явлений, которые вместе с названными формируют общую тенденцию увеличения беспорядка. Действительно, все эти явления приво-

дят к одному результату — увеличению энтропии на планете, и, следовательно, не могут не быть связанными с превышением критического уровня организации Земли [7, 10]. Заметим, что известный "парниковый эффект", считающийся ответственным за глобальное потепление, оказывается лишь частью общей тенденции. Сведение же причин глобального потепления только к этому эффекту снижает действенность мер, направленных на стабилизацию системы "Земля", поскольку основная причина выпадает из внимания.

Таким образом, учет описанных в настоящей работе закономерностей является необходимым этапом при разработке глобальных и региональных экологических программ.

Автор выражает благодарность д-ру физ.-мат. наук, академику Академии естественных наук России А. А. Рухадзе за полезное обсуждение работы.

Литература

1. *Пригожин И.* От существующего к возникающему. — М.: Наука, 1985.
2. *Николис Г., Пригожин И.* Познание сложного. — М.: Мир, 1990.
3. *Климонтович Ю. Л.* Статистическая физика. — М.: Наука, 1982.
4. *Климонтович Ю. Л.* Статистическая теория открытых систем. — М.: ТОО "Янус", 1995.
5. *Шаповалов В. И.* Основы синергетики: макроскопический подход. — М.: Испо-Сервис, 2000.
6. *Шаповалов В. И.*// Автоматика и телемеханика. 2001. № 6. С. 57.
7. *Шаповалов В. И.* Энтропийный мир. — Волгоград: Перемена, 1995.
8. *Климонтович Ю. Л.*// Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 11. С. 1231.
9. *Харитонов А. С.*// Прикладная физика. 2000. № 6. С. 113.
10. *Шаповалов В. И., Казаков Н. В.*// Общественные науки и современность. 2002. № 3. С. 141.

To the question on criteria of order change in open system: the statistical approach

V. I. Shapovalov
The Moscow economical-financial institute, Moscow, Russia

The criteria determining a sign of change entropy in open system are formulated. The concepts of entrostate, degree of openness, critical level of organization are entered. The opportunity of occurrence of entropy of oscillations in a stationary status is shown. The applied character of criteria is shown in problem from area of thermodynamics and ecology.