О НЕИЗБЕЖНОСТИ И ТЕНДЕНЦИЯХ ТЕМПОРАЛЬНОГО МИРА

Александр Заславский

С позиций темпоральной модели реальности, и гипотезы неодновременности исследуются закономерности изменения вероятностей состояний, количества информации и энтропии в закрытых системах, представляемых потоками событий без последействия. Доказываются теоремы о не убывании количества информации и усреднённой энтропии в потоках событий. Также доказывается теорема, согласно которой увеличение энтропии текущего состояния закрытой системы является лишь характерной тенденцией (трендом), не исключающей возможность протекания локальных во времени обратных процессов. В качестве исходного принципа при выводе уравнений движения и термодинамических соотношений в закрытых системах предложен и обоснован принцип наиболее вероятной истории потока событий.

1. **Геометрическая модель реальности**.

Современное естествознание базируется на геометрической модели реальности. Суть её заключается в следующем. Предполагается, что в каждый момент времени в наблюдаемом мире строго одновременно совершается множество событий. Для того чтобы иметь возможность различать эти события вводится понятие физического пространства, которое есть множество одновременных событий с определённой на нём метрикой. Распределение событий и их признаков в пространстве является источником информации и объектом прогнозирования физических исследований. В теории относительности понятие одновременности событий утрачивает абсолютный смысл, однако, его значение в качестве исходной гипотезы для научных построений остаётся в силе. Хотя события, одновременные для одного наблюдателя, могут не быть таковыми для другого, тем не менее, это не означает, что они вообще исключаются. Именно предположение об их существовании лежит в основе преобразований Лоренца, устанавливающих соотношения расстояний в пространстве между одновременными событиями и соотношения промежутков времени между неодновременными.

Геометрическая модель в зависимости от области исследования, в которой она применяется, может принимать различные формы. Однако при этом её основополагающая идея остаётся незыблемой – распределение одновременных событий и их признаков в пространстве является не только начальным условием, но и определяющим фактором последующей эволюции системы. Оператор, порождающий новые события, сам определяется распределением событий и их признаков в предшествующий момент времени. Классическим примером подобного рода моделей является Ньютонова модель всемирного тяготения. Расстоянием между одновременными событиями, указывающими положение тел в пространстве и признаками этих событий – массами тел – определяется сила взаимного тяготения. Под действием этой силы происходят новые одновременные события, иначе расположенные друг относительно друга, чем предыдущие. Подобные модели, используются в электродинамике, общей теории относительности, квантовой механике и пр.

Обширный класс геометрических моделей, имеющих междисциплинарные приложения, можно охарактеризовать как клеточные. В них пространство исследуемой системы разделено на ячейки (клетки). В предельных случаях количество ячеек может стремиться к бесконечности, а их объём стягиваться в точку. Каждый момент времени характеризуется некоторым распределением событий по ячейкам (наполнением ячеек). Смысловая нагрузка понятий пространство, ячейка, событие в зависимости от области применения модели может варьироваться в широких пределах. Например, речь может идти о заполнении ячеек физического пространства какими-то сущностями; или о заполнении квантовых состояний в многочастичной системе; или о распределении скоростей частиц в фазовом пространстве; или о распределений деталей между станками в каком-то производственном процессе; или о распределении информации в памяти кибернетического устройства и т. д. Классическим примером является использование подобной модели при выводе знаменитой Н-теоремы Больцмана. Этот пример интересен тем, что раскрывает молекулярный механизм, который обеспечивает в идеальном газе выполнимость распределения Максвелла и второго начала термодинамики. Клеточные модели получили широкое распространение при исследовании общих законов эволюции систем не только в статистической физике (где, по-видимому, они были применены впервые) но и в кибернетике (клеточные автоматы Конвея, Берковича и др.). Основной принцип построения геометрической клеточной модели заключается в получении уравнений, описывающих эволюцию моделируемой системы путём постулирования механизмов одновременного изменения состояний отдельно взятых ячеек в функции параметров, характеризующих распределение состояний других ячеек.

2. Направленность эволюции. Энтропия.

Эволюция системы считается направленной (необратимо) если ею порождается некая функция времени, которая либо только возрастает по величине, либо только убывает. Направление эволюции постулируется вторым началом термодинамики, согласно которому изолированная система релаксирует к равновесному состоянию таким образом, что её энтропия не убывает, достигая максимального значения в состоянии равновесия. Если речь идёт о процессах преобразования энергии и вещества (в отношении которых и был сформулирован второй закон термодинамики изначально), то изоляция системы подразумевает отсутствие обмена энергией и веществом исследуемой системы с её внешним окружением. Однако предполагается, что закон возрастания энтропии как меры приближения изолированной системы к состоянию, в котором любые её признаки равновероятны, распространяется на любые системы, в том числе и на те, в описании которых энергия и масса даже косвенно не фигурируют. Что в этом случае является условием изоляции системы? И какие имеются основания утверждать, что все без исключения системы в отсутствии взаимодействия с окружающей средой релаксируют к состоянию в котором любые её признаки равновероятны? То, что из этого условия Больцману удалось доказать известную теорему, свидетельствует о его достаточности, но не означает необходимость.

Клеточная модель предоставляет возможность исследовать общие закономерности эволюции абстрактных систем, не привязываясь к традиционным ограничениям, кажущимся самоочевидными для процессов, протекающих в физическом пространстве. Пусть имеется система, состоящая из M ячеек. Обозначим $i=\overline{1,M}$ - номер произвольной ячейки. Состояние системы в момент времени t характеризуется распределением K элементов (или признаков) системы по её ячейкам - $N_i(t)$. Общее количество элементов системы остаётся неизменным в любой момент времени. $\sum_i N_i(t)=K$. При этом количество элементов в отдельно взятой ячейке может, как возрастать, так и убывать. Причём, изменения количеств $N_i(t)$ в традиционном представлении (геометрическая модель) могут происходить одновременно в разных ячейках. Статистический вес состояния системы

$$c(\tau)=\frac{K!}{\prod_{i=1}^{M}\left(N_i(t)!\right)} \qquad (2.1)$$

представляет собой количество способов размещения элементов системы по ячейкам при заданном распределении $N_i(t)$, которое достигнуто в данный момент времени.

Количество информации, характеризующей данное состояние системы, пропорционально логарифму статистического веса

$$I(t) = -k \ln c(t). \tag{2.2}$$

Среднее количество информации, приходящееся на один элемент системы, представляет собой энтропию системы

$$H(\mathbf{p}) = -k \frac{\ln c(t)}{K}. \tag{2.3}$$

Относительная частота (вероятность), с которой элемент системы попадает в i-тую ячейку, равна $\frac{N_i}{K} = p_i(t)$.

Эту частоту можно рассматривать как функцию распределения элементов системы по ячейкам.

Подставляя значения $p_i(t)$ в (2.1…2.3) и воспользовавшись формулой Стирлинга, получаем известное выражение для энтропии системы

$$H(\mathbf{p}) = -k \sum_i p_i(t) \ln p_i(t) \tag{2.4}$$

Так как энтропия (2.4) зависит лишь от p_i, то для исследования её зависимости от времени необходимо рассмотреть механизм изменения этих вероятностей. Подобный механизм достаточно общего для клеточной модели вида реализует принцип

$\dot{P}(\mathbf{i},t) =$ «Скорость» прихода – «Скорость» ухода,

где $\dot{P}(\mathbf{i},t) = \left(\frac{d}{dt} p_1(t), \frac{d}{dt} p_2(t), \ldots \frac{d}{dt} p_M(t) \right)$.

Эволюция клеточной модели, происходящая под действием этого механизма, описывается известным кинетическим уравнением при условии, что состояние системы в текущий момент времени зависит лишь от её состояния в предыдущий момент времени (марковская цепь)

$$\dot{P}(\mathbf{i},t) = \sum_j \omega(\mathbf{i},\mathbf{j}) P(\mathbf{j},t) - P(\mathbf{i},t) \sum_j \omega(\mathbf{j},\mathbf{i}), \tag{2.5}$$

где $\omega(\mathbf{i},\mathbf{j}), \omega(\mathbf{j},\mathbf{i})$ - вероятности переходов между ячейками.

Клеточная модель позволяет чрезвычайно просто и наглядно интерпретировать знаменитую Н-теорему Больцмана (Хакен, 1980).

Пусть $P(\mathbf{i})=\dfrac{N(\mathbf{i})}{K}$ - стационарное решение (2.5), $P'(\mathbf{i},t)=\dfrac{N'(\mathbf{i},t)}{K'(t)}$ - решение, зависящее от времени, K - общее количество элементов системы, $K'(t)$ - количество элементов системы, блуждающих в момент времени t

Тогда положительно определённая функция – прирост информации

$$\mathbb{C}(P',P)=\sum_i P'(\mathbf{i},t)\ln\left(P'(\mathbf{i},t)/P(\mathbf{i})\right) \tag{2.6}$$

есть функция Ляпунова для кинетического уравнения (2.5), в чём нетрудно убедиться непосредственной проверкой (2.6) на соответствие аксиомам, определяющим функцию Ляпунова.

Теперь сделаем ключевое для доказательства теоремы предположение о свойствах моделируемой системы. А именно, будем предполагать микрообратимость процесса заполнения ячеек, вследствие чего вероятности переходов симметричны

$$\omega(\mathbf{i},\mathbf{j})=\omega(\mathbf{j},\mathbf{i}). \tag{2.7}$$

Тогда стационарным решением (2.5) является $P(\mathbf{i})=const$, что означает равномерное заполнение всех ячеек.

Найдём производную прироста информации

$$\frac{d}{dt}\mathbb{C}(P',P)=\frac{d}{dt}\sum_i P'(\mathbf{i},t)\ln P'(\mathbf{i},t)-\frac{d}{dt}\sum_i P'(\mathbf{i},t)\ln P(\mathbf{i}).$$

Так как $P(\mathbf{i})=const$, а $\sum_i P'(\mathbf{i},t)=1$, то второе слагаемое в правой части обращается в нуль. Под знаком производной в первом слагаемом имеем с точностью до масштабного множителя значение энтропии, взятое с обратным знаком $H(\mathbf{p})=-k\sum_i P'(\mathbf{i},t)\ln P'(\mathbf{i},t)$.

Так как функция Ляпунова не возрастает $\dfrac{d}{dt}\mathbb{C}(P',P)\le 0$, то, следовательно, энтропия не убывает $\dfrac{d}{dt}H(\mathbf{p})\ge 0$.

В этом и состоит утверждение Н-теоремы! В ходе её доказательства были сделаны некоторые допущения. Рассмотрим их подробнее.

1. Предполагается, что отдельно взятый момент времени несёт в себе некое отличное от нуля количество информации и характеризуется каким-то количеством одновременных переходов элементов системы между её ячейками.
2. Поток событий в моделируемой системе предполагается марковским, т.е. состояние системы в текущий момент времени зависит только от её состояния в предыдущий момент времени.
3. Из множества всевозможных систем рассматриваются лишь те, у которых в стационарном состоянии распределение элементов (признаков) по ячейкам равновероятно, вероятности переходов симметричны и, следовательно, на основании теорем о решениях кинетических уравнений можно утверждать, что корни характеристического уравнения действительны. Таким образом, область действия Н-теоремы ограничивается апериодически затухающими процессами.

Первое предположение не столько ограничивает область применимости Н-теоремы, сколько вызывает сомнение в своей истинности. Это сомнение обусловлено тем, что не имеется абсолютно никакой возможности измерить количество каких-либо событий, происходящих строго в один, лишённый длительности, момент времени.
Второе и третье предположения выделяют из огромного (если не бесконечного) множества качественно разнообразных процессов узкую группу апериодических с «короткой» памятью процессов, в которых начальное состояние «забывается» эволюционирующей системой. При этом требованию равномерного распределения вероятностей в стационарном состоянии отвечают лишь системы, в которых отсутствуют взаимодействия между компонентами, нарушающие симметрию взаимных переходов состояний. Можно ли при таких достаточно жёстких ограничениях распространять действие второго начала термодинамики на любые изолированные системы и Вселенную в целом?

3. Темпоральная (негеометрическая) модель реальности.

Идея темпоральной модели реальности (автор, 2008) базируется на гипотезе неодновременности. Эта гипотеза выдвигается в качестве альтернативы предположению о возможности существования строго одновременных событий. Но если исходить из того, что строго одновременных событий не существует, то, следовательно, все события, происходящие в мире, линейно упорядочены, так как третьего не дано. Реальность при таком подходе не может быть со всей полнотой описана геометрической конструкцией, но отражается сознанием в виде потока моментов – событий. **«Из всего этого следует, что материалом (stuff) физики должны являться события, а не частицы. То, что раньше считали частицей, надо будет рассматривать как ряд событий. Ряд событий, заменяющий частицу, имеет важные физические свойства и поэтому должен быть нами рассмотрен. Но у данного ряда событий не больше субстанциальности, чем у любого другого ряда событий, который мы можем произвольно выбрать. Таким образом «материя» является не частью конечного материального мира, но просто удобным способом связывания событий воедино»** (Рассел 2007, с. 957). Чувствуя ход времени, мы ощущаем действительность в её изначальном (объективном) содержании как линейно упорядоченное множество событий. Время это референт реальности, явление, "носитель", свойства которого могут быть отождествлены или корреспондированы со свойствами самой реальности. Последняя может быть познана лишь в том виде, в котором она представлена своим референтом – Временем. Необратимость (стрела) времени обусловлена *экспансией* моментов – событий. Это означает, что время направлено в сторону увеличения количества событий, и длительность измеряется количеством событий. В отличие от геометрической модели физические и геометрические законы, которыми определяется структура пространства – времени и эволюция Вселенной, с точки зрения темпоральной модели не существуют сами по себе, а лишь отражают наиболее вероятные закономерности распределения линейно упорядоченных состояний реальности в потоке событий. При таком подходе кардинально изменяется направление вектора научного поиска сущности времени. Тот линейный порядок, который мы называем временем, становится причиной, а не следствием законов, характеризующих распределение материи в пространстве и структуру самого пространства.

Математическую конструкцию темпоральной модели будем строить из «блоков» клеточной модели, рассмотренной в предыдущих разделах.

Пусть имеется система, которая в каждый момент времени τ (событие) может оказываться в одном из M состояний. Обозначим $i=\overline{1,M}$ - номер произвольного состояния системы. Пусть на промежутке времени $(\tau,\tau+\Delta\tau)$, измеряемом $\Delta\tau$ событиями, i-тые состояния системы повторялись $N_i(\tau,\Delta\tau)$ раз. С позиций гипотезы неодновременности это означает, что *сумма количеств всех состояний системы на заданном промежутке времени равна количеству событий (моментов времени) промежутка* $\sum_i N_i(\tau,\Delta\tau)=\Delta\tau$. Длительность интервала времени Δt, включающего $\Delta\tau$ событий, в соответствии с концепцией темпоральной модели равна $\Delta t=\Delta t_0\Delta\tau$, где Δt_0 -

константа, имеющая смысл интервала времени между двумя смежными событиями. Цепь, включающую $\Delta\tau$ событий, распределённых по M состояниям системы так, что i-тое состояние системы повторялись $N_i(\tau,\Delta\tau)$ раз, можно составить из этих событий $c(\tau,\Delta\tau)$ способами

$$c(\tau,\Delta\tau) = \frac{\Delta\tau!}{\prod_{i=1}^{M}\left(N_i(\tau,\Delta\tau)!\right)} \tag{3.1}$$

Количество информации, содержащейся в этой цепи, по определению равно

$$\Delta I = -k\ln c(\tau,\Delta\tau). \tag{3.2}$$

Чем большим количеством способов *может быть* реализована (составлена) цепь событий, тем больше она содержит информации. Представим себе, что состояниям наблюдаемой системы поставлены в соответствие буквы, знаки препинания, пробелы и прочие символы. Тогда одной *состоявшейся* цепи событий соответствует какой-то фрагмент текста. Этот текст содержит тем большее количество информации, чем меньше вероятность его появления при случайном выборе символов, из которых он состоит. Если же сравнивать вероятности появления цепей событий с заданными распределениями состояний $\left(N_1(\tau,\Delta\tau), N_2(\tau,\Delta\tau),...N_i(\tau,\Delta\tau),...N_M(\tau,\Delta\tau)\right)$ на промежутке времени $(t, t+\Delta t)$, то обнаружится, что цепь событий, имеющая наибольшее количество реализаций, появляется с наибольшей вероятностью. Эта вероятность равна отношению количества реализаций цепи событий с заданным распределением состояний $c(\tau,\Delta\tau) = \frac{\Delta\tau!}{\prod_{i=1}^{M}\left(N_i(\tau,\Delta\tau)!\right)}$ к количеству $M^{\Delta\tau}$ всевозможных последовательностей, составленных из $\Delta\tau$ событий, каждое из которых может быть представлено одним из M состояний.

Энтропия (шенноновская) цепи событий представляет собой среднее количество информации, приходящейся на одно событие (момент времени).

$$H(\mathbf{p}) = \frac{\Delta I}{\Delta\tau} = -\frac{1}{\Delta\tau}k\ln\frac{\Delta\tau!}{\prod_{i=1}^{M}\left(N_i(\tau,\Delta\tau)!\right)} = -k\sum_i p_i(\tau,\Delta\tau)\ln p_i(\tau,\Delta\tau), \tag{3.3}$$

где $p_i(\tau,\Delta\tau) = \dfrac{N_i(\tau,\Delta\tau)}{\Delta\tau}$ - относительная частота (вероятность) появления i - того состояния на промежутке времени $(\tau, \tau+\Delta\tau)$.

Рассмотрим эволюцию системы на интервале времени от $t_0 = 0$ до t, где $t = \Delta t_0 \tau$.

Разобьём этот промежуток на интервалы длительностью $\Delta t = \Delta t_0 \Delta \tau$. Пусть $t = \Delta t_0 \sum \Delta \tau$ и

$\lim\limits_{\Delta\tau\to\infty} \left({}^{\Delta \tau}\!/_{\tau} \right) = 0$. Данный предел будем называть квазигеометрическим пределом

темпоральной модели. Будем считать интервал времени Δt настолько малым относительно длительности времени наблюдения за системой t, что все события, количеством которых он измеряется, приближённо можно рассматривать как одновременные. Таким образом, в случае квазигеометрического предельного перехода темпоральная модель приближается к модели клеточной, описанной выше. При этом i - тому состоянию системы ставится в соответствие i - тая ячейка в пространстве клеточной модели, а количеству i - тых состояний $N_i(t, \Delta t)$, появляющихся на промежутке времени $(t, t + \Delta t)$ - количество признаков системы $N_i(t)$, наполняющих i - тую ячейку в момент времени t.

4. Эволюция закрытых систем темпоральной реальности

Традиционное представление о закрытой системе, которое сформировалось в рамках геометрической модели реальности, состоит в следующем. Рассматривается некий процесс в области пространства, ограниченной замкнутой поверхностью, через которую отсутствует поток энергии и вещества. В темпоральной модели частицы материального мира рассматриваются как последовательности событий. Реальность изначально определена только во времени, но не в пространстве. Поэтому для определения закрытой системы требуется иной (темпоральный) критерий. Тем не менее, поскольку с использованием геометрического критерия замкнутости получены известные законы эволюции закрытых систем, которые вряд ли стоит подвергать сомнению, новый критерий следует искать среди тех принципов, которые в старом определении присутствовали в неявном виде.

Рассмотрим, к чему приводит воздействие внешних факторов на эволюционирующую систему. Пусть на некотором промежутке времени (t_α, t_β) распределение событий в системе зависит от того, как они распределены на ином, не перекрывающимся с ним, промежутке времени (t_γ, t_δ). Такие потоки событий в теории случайных процессов называют потоками с *последействием*. Наличие последействия в потоке событий свидетельствует о том, что он управляется. Но управление процессом не может осуществляться без использования внешних по отношению к нему ресурсов.

Следовательно, критерием открытости системы можно считать наличие последействия в потоке её событий. Напротив, в закрытой системе последействие отсутствует – распределение событий на произвольном промежутке времени $\left(t_{\alpha}, t_{\beta}\right)$ не зависит от того, как они распределены на ином произвольном, не перекрывающимся с ним, промежутке времени $\left(t_{\gamma}, t_{\delta}\right)$. Для иллюстрации данных определений рассмотрим множество состояний эволюционирующей системы с точки зрения его структуры, указывающей возможность системы переходить из состояния i в состояние j непосредственно или через другие состояния. Для этого воспользуемся наглядной схемой, так называемым *графом состояний*. На рис. 1а, 1б, 1в показаны графы состояний открытых систем.

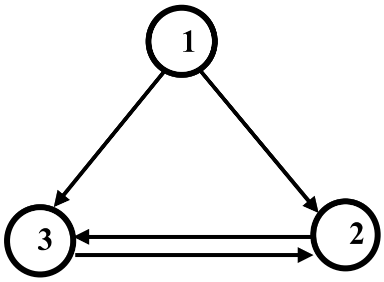

Рис.1а

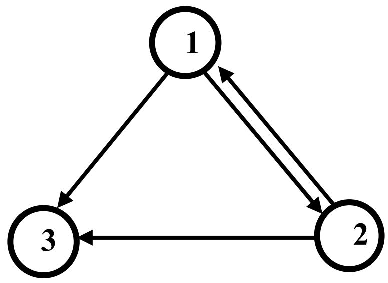

Рис.1б

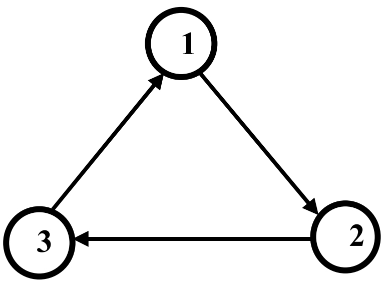

Рис.1в

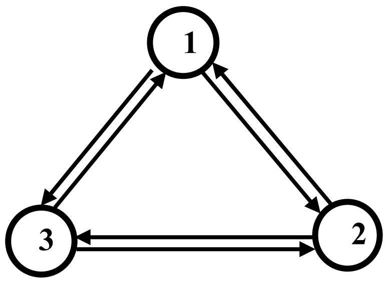

Рис.1г

Рис.1. Примеры открытых (а, б, в) и закрытой (г) систем

Система (1а), выйдя из состояния 1, уже не возвращается в него. Такое состояние называется *источником*. В потоке событий подобной системы имеет место последействие, проявляющееся в том, что на промежутке времени, предшествующем указанному переходу, последовательность событий может включать состояние 1, но после перехода 1-2 или 1-3 это состояние в последовательности событий отсутствует. Система (1б), переходя в состояние 3, остаётся в нём навсегда. Здесь последействие проявляется в том, что после этого перехода в потоке событий будет присутствовать только состояние 3. Подобное состояние называется *концевым* или *поглощающим*. Наличие источников и/или поглощающих состояний свидетельствует об открытости системы. Аналогии рассмотренных систем с теми, у которых имеет место приток/отток энергии или вещества извне, очевидны. Однако последействие может присутствовать и в системах без источников и поглощающих состояний. Пример такой системы с циклическими переходами показан на рис. 1в. Подобную систему также следует считать открытой. В ней присутствует механизм, упорядочивающий состояния. Этот механизм является проводником внешнего воздействия на систему (как, например, это имеет место в трёхуровневом атоме с накачкой от внешнего источника). Пример закрытой системы показан на рис. 1г. Здесь распределение событий на произвольном промежутке времени $\left(t_\alpha, t_\beta\right)$ не зависит от того, как они распределены на ином произвольном, не перекрывающимся с ним, промежутке времени $\left(t_\gamma, t_\delta\right)$ вследствие того, что из любого состояния система может перейти в любое иное состояние без ограничения их последовательности в потоке событий.

Пусть цепь событий закрытой системы составлена из не перекрывающихся промежутков, на которых количества её возможных реализаций в соответствии с функциями распределения частот повторения состояний равны соответственно c_1, c_2, …. . Тогда количество возможных реализаций всей цепи событий, учитывая отсутствие последействия, определяется произведением $c = c_1 c_2 \ldots$, а количество информации суммой $\Delta I_1 + \Delta I_2 + \ldots$, где $\Delta I\left(t, t+\Delta t\right) = H\left(t, \Delta t\right)\Delta t$

Следовательно, производство информации в закрытой системе на отрезке времени $\left(t_1, t_2\right)$ равно

$$\Delta I\left(t_1, t_2\right) = \sum_{t=t_1}^{t=t_2} H\left(\mathbf{p}, t, \Delta t\right)\Delta t . \qquad (4.1)$$

Переходя к пределу при $\Delta t \to 0$, заменим сумму интегралом

$$\Delta I = \int_{t_1}^{t_2} H\left(\mathbf{p}, t\right) dt . \qquad (4.2)$$

Мы получили выражение количества информации, производимой цепью событий закрытой системы, в виде интеграла по времени от энтропии. Этот результат с очевидностью следует из гипотезы неодновременности и совершенно неочевиден при использовании концепции геометрической модели, допускающей существование одновременных событий.

Вариационный принцип максимума информации (наиболее вероятная история эволюции закрытых систем)

Этот подраздел я начну с цитаты, потому что точнее и эмоциональней сформулировать цель моего исследования сам я не смог: «**Но почему же в мире действуют экстремальные принципы? Готфрид Вильгельм Лейбниц считал – потому, что мы с вами живем в "лучшем из миров". Я бы хотел додумать эту мысль – в чем конкретно наш мир так хорош, что в нем действуют экстремальные принципы? Движет мной не только любопытство, но и потребность науки в поиске законов изменчивости мира, особенно в тех исследовательских областях, в которых гениальное угадывание фундаментальных уравнений еще не свершилось**». (А. Левич, 2008, с. 402)
Вероятность осуществления эволюции закрытой системы по такому пути, при котором цепь событий без последействия на не перекрывающихся участках характеризуется числами возможных реализаций $c(1,\Delta\tau)$, $c(2,\Delta\tau)$, …., пропорциональна произведению

$$\prod_{\tau_0}^{\tau} c(\tau,\Delta\tau).$$

Приняв во внимание, что $\max\left\{\ln\prod_{\tau_0}^{\tau} c(\tau,\Delta\tau)\right\} = \max\left\{\prod_{\tau_0}^{\tau} c(\tau,\Delta\tau)\right\}$, получим, что распределение во времени частот повторения состояний $\mathbf{p}(t)$, при котором эволюция системы осуществляется по наиболее вероятному пути, удовлетворяет вариационному принципу максимума информации

$$\begin{cases} \Delta I = \int\limits_{t_1}^{t_2} H(\mathbf{p})\,dt = \max! \\ \sum\limits_i p_i = 1 \\ \mathbf{F}(\mathbf{p},\dot{\mathbf{p}},t) = 0 \end{cases}, \qquad (4.3)$$

где $\mathbf{F}(\mathbf{p},\dot{\mathbf{p}},t) = \left(F_1(\mathbf{p},\dot{\mathbf{p}},t), F_2(\mathbf{p},\dot{\mathbf{p}},t), \ldots F_k(\mathbf{p},\dot{\mathbf{p}},t), \ldots F_q(\mathbf{p},\dot{\mathbf{p}},t)\right)$ - ограничения, накладываемые на функции распределения частот повторения состояний в цепи событий. В соответствии с методом Лагранжа искомое распределение $\mathbf{p}(t)$ доставляет максимум функционалу

$$\Delta I = \int_{t_1}^{t_2} \left(H(\mathbf{p}) + \lambda_0(t) \sum_i p_i + \sum_k \lambda_k(t) F_k(\mathbf{p}, \dot{\mathbf{p}}, t) \right) dt\,, \qquad (4.4)$$

где $\left(\lambda_0(t), \lambda_1(t), \lambda_2(t), \ldots \lambda_k(t), \ldots \lambda_q(t)\right)$ - множители Лагранжа.

Уравнения Эйлера – Лагранжа, которыми определяются функции распределения $p_i(t)$ в данной задаче, имеют вид

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial(\lambda_1 F_1 + \lambda_2 F_2 + \ldots)}{\partial \dot{p}_i} = \frac{\partial\left(H + \lambda_0 \sum_i p_i + \lambda_1 F_1 + \lambda_2 F_2 + \ldots \right)}{\partial p_i}\,. \qquad (4.5)$$

Здесь принято во внимание, что $\frac{\partial}{\partial \dot{p}_i}\left(H + \lambda_0 \sum_i p_i \right) \equiv 0$.

Уместно задать вопрос. В каком случае тот путь эволюции наблюдаемой системы, который остался в нашей памяти следует считать наиболее вероятным? Мне кажется, что ответить на этот вопрос, игнорируя наличие наблюдателей невозможно. Если же присутствие наблюдателей не вызывает у нас чувства протеста, то можно предположить, что наиболее вероятным путём эволюции является тот, который остался в памяти наибольшего числа наблюдателей. Таким путём, очевидно, является тот, который может быть реализован наибольшим количеством способов. Этим предположением, кстати, не исключаются те редкие (паранормальные?) особи, которые этот же путь фиксируют в памяти иначе. Поток событий сам по себе не может иметь ни более, ни менее вероятную историю. Но если учесть наличие наблюдателей, которые фиксируют в памяти различные выборки событий из этого потока, то, сравнивая впоследствии запомненные ими цепочки событий, можно сформировать понятие наиболее вероятной истории эволюции.

Исследуем эволюцию системы, в которой ограничения накладываются на вероятности состояний, а скорости их изменения не ограничиваются.

В таком случае $\mathbf{F}(\mathbf{p}, \dot{\mathbf{p}}, t) = \mathbf{F}(\mathbf{p}, t)$. Вследствие того, что $\frac{\partial}{\partial \dot{p}_i}\left(F_k(\mathbf{p})\right) \equiv 0$, уравнения Эйлера – Лагранжа вырождаются к виду

$$\frac{\partial\left(H + \lambda_0 \sum_i p_i + \lambda_1 F_1 + \lambda_2 F_2 + \ldots \right)}{\partial p_i} = 0\,. \qquad (4.6)$$

Но если мы рассмотрим задачу нахождения максимального значения энтропии независимо от времени

$$\begin{cases} H(\mathbf{p}) = \max! \\ \sum_i p_i = 1 \\ \mathbf{F}(\mathbf{p}) = 0 \end{cases}, \qquad (4.7)$$

то увидим, что уравнения (4.6) являются также её решением.

Следовательно, в системах, где скорости изменения вероятностей состояний явно не входят в систему ограничений, наиболее вероятен такой путь эволюции, при котором энтропия имеет максимально возможное значение в каждый момент времени. Точнее говоря, в каждый момент времени, рассматриваемый как квзигеометрический предел, вероятности состояний распределяются таким образом, что выполняется условие максимума энтропии (4.7).

Для того чтобы представить себе, о каких системах идёт речь, поставим в соответствие вероятностям состояний координаты, характеризующие систему в пространстве состояний, и примем во внимание то, что условиями (4.6) в механике определяются системы, в которых отсутствует взаимодействие подсистем. Примером такого рода системы может служить идеальный газ или иная система в предположении локального равновесия.

Результат, полученный здесь в виде частного следствия из гипотезы неодновременности и принципа максимума информации, предоставляет возможность вывода основных соотношений термодинамики. Подобный вывод продемонстрирован в известной монографии Г. Хакена (1980), где из условия (4.7), принимаемого в качестве аксиомы, получаются известные соотношения термодинамики обратимых и необратимых процессов. В своих рассуждениях Хакен отталкивается от концептуальных положений геометрической модели реальности. Но эти положения не дают основания для утверждения о том, что изменяющаяся во времени энтропия имеет максимально возможное значение в каждый момент времени. Сам Хакен (1980, с.91) так комментирует ход своих рассуждений: **«Читатели, знакомые с термодинамическим выводом этих соотношений, согласятся с тем, что данный здесь вывод обладает внутренним изяществом. Однако сами понятия информации и энтропии таят в себе вопросы»**. На один из таких вопросов (который, кстати, Хакен обходит в указанной монографии) темпоральная модель реальности даёт ответ, а именно – на вопрос о том, почему и в каких случаях «работает» принцип максимума энтропии, когда она сама является функцией времени.

О тенденции увеличения энтропии

Здание современной физики опирается на фундамент, пронизанный трещинами парадоксов. Основные теоретические направления, претендующие на описание структуры реальности, либо отталкиваются от парадоксальных предположений, как, например, квантовая механика, или приводят к парадоксальным следствиям, как это имеет место в общей теории относительности. Методологический парадокс присутствует в представлениях о физическом пространстве как множестве одновременных событий. Дело в том, что признанной основой физического метода исследования является позитивизм, проявляющийся в том, что исходные посылки любых теоретических построений отбираются из числа тех, которые могут быть подтверждены экспериментально. В одновременность событий можно только верить, так как проверить её экспериментально нельзя.

Обширная сеть парадоксальных трещин, пронизывающих основание теоретического естествознания, порождается вторым началом термодинамики. Действительно, этим законом запрещаются процессы в изолированной системе, протекающие с уменьшением энтропии. Не оставляется даже лазейки для хотя бы локального её уменьшения (за исключением не принимаемых во внимание совершенно незначительных флуктуаций). Но наблюдаемая действительность не укладывается в подобную жёсткую схему. В качестве мотива изучения времени Александр Левич [1] указывает необходимость **«избавить естествознание от жупела "тепловой смерти", т.е. разрешить еще одно (не всегда отчетливо рефлексируемое) противоречие между действующим в замкнутой Вселенной вторым законом термодинамики и отсутствием в Мире следов деградации и неизбежного движения к равновесию»**. Астрономические наблюдения не подтверждают деградацию Вселенной. Численные эксперименты с двумерными твёрдыми сферами (дисками) Андре Беллеманса и Джона Орбана, описанные Ильёй Пригожиным (Пригожин,1985), показали, что кинетическое уравнение Больцмана может нарушаться, по крайней мере, на протяжении ограниченного числа периодов вследствие возникновения «аномальных» корреляций. Существует точка зрения, что наблюдаемые нарушения второго начала термодинамики связаны с невозможностью полной изоляции исследуемых систем. Но этим предположением выбивается почва из-под самого закона, так как в нём идёт речь именно об изолированных системах, которые сторонники указанной точки зрения предлагают считать абстракцией, в реальном мире недостижимой. Известны также и другие точки зрения на проблемы,

[1] http://www.chronos.msu.ru/RREPORTS/levich_vremya_v_bytii/levich_vremya_v_bytii.htm «Время в бытии естественных систем»

порождаемые парадоксальностью второго начала. Пример нарушения второго начала термодинамики в квантовых системах приводит Алексей Никулов [2].

В предыдущем разделе обсуждалось принципиальное положение темпоральной модели, которое заключается в том, что сумма количеств всех состояний системы, появляющихся на промежутке времени, с точностью до масштабного множителя равна длительности этого промежутка (время измеряется количеством событий). Данный раздел посвящён обсуждению второго принципиального положения, темпоральной модели. Речь идёт о механизме моделирования «хода» времени в динамических законах. В теориях, опирающихся на геометрическую модель реальности ход времени учитывается с помощью оператора сдвига. Начальный момент времени сдвигается вдоль оси, моделирующей временной ряд, после чего, вновь полученный момент времени рассматривается как начальный, а предыдущие моменты времени в описании динамического поведения системы, как правило, не участвуют (забываются). В более сложных моделях сдвигается некоторое подмножество моментов времени, которыми определяется состояние системы во вновь наступающий момент времени. Однако в любом случае речь идёт о сдвиге по оси времени. Просто во втором случае настоящее или его ближайшее «прошедшее» считается «размазанным» по некоторому временному промежутку, но новое «настоящее» отличается от «старого» именно сдвигом по оси времени. Недостаток этой модели очевиден. В ней изначально отсутствует объективный критерий направления хода времени. Сдвиги «вправо» или «влево» вдоль оси, мыслимой во вневременном однородном пространстве, ничем не отличаются друг от друга. Направление оси времени – понятие субъективное, это всего лишь удобный образ, позволяющий отображать ход времени равномерным движением в пространстве. Поэтому уравнения механики симметричны относительно обращения времени $t \to -t$ и, следовательно, согласно парадоксу обратимости Лошмидта, каждому процессу соответствует процесс со временем, текущим вспять. Об этом же идёт речь в нижеприведенной цитате: **«Симметрия по отношению к обоим направлениям времени означает, что во всяком произвольно выбранном в некоторый момент времени $t = t_0$ макроскопическом состоянии замкнутой системы можно утверждать не только, что подавляюще вероятным его следствием при $t > t_0$ будет увеличение энтропии, но и что подавляюще вероятно, что оно само возникло из состояний с большей энтропией; другими словами, подавляюще вероятно должно быть наличие минимума у энтропии как функции времени в момент $t = t_0$, в котором макроскопическое состояние выбирается произвольно. Но такое утверждение, разумеется, ни в какой степени не**

[2] http://www.chronos.msu.ru/RREPORTS/nikulov_pochemu/nikulov_pochemu.htm «Почему второе начало термодинамики нарушается в квантовых системах»

эквивалентно закону возрастания энтропии, согласно которому во всех реально осуществляющихся в природе замкнутых системах энтропия никогда не убывает (отвлекаясь от совершенно ничтожных флуктуаций)» (Ландау, Лифшиц, 1964, стр.47).

Темпоральная модель реальности предлагает иной механизм «хода» времени. Суть его поясняет рисунок 2.

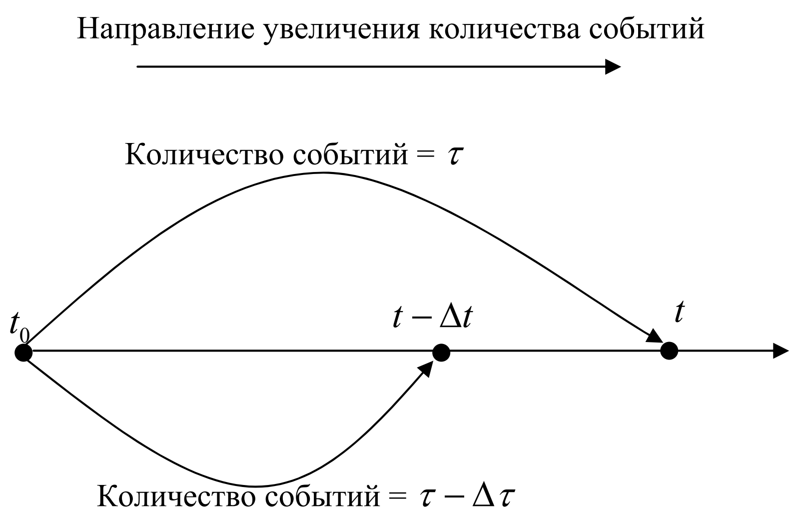

Рис.2. Схема формирования временной последовательности

Переход от предыдущего момента времени $t-\Delta t$ к последующему t рассматривается не как сдвиг момента (точки) вдоль абстрактной числовой оси, а как увеличение количества событий (моментов времени), которыми определяется предыстория текущего момента времени t. Состояние системы в момент времени t есть функция его предыстории вплоть до фиксированного момента времени t_0. Каждый момент времени отличается от предыдущего (относительно заданного начального) предысторией большей мощности. Переход от момента времени t_0 к моменту $t = \Delta t_0 \tau$ происходит путём увеличения количества событий на τ. Количество информации, которая требуется для описания системы в момент времени t относительно момента времени t_0, измеряется логарифмом количества всевозможных реализаций цепи событий, начинающейся в момент времени t_0 и заканчивающейся в момент времени t. Таким образом, асимметрия времени связывается со свойством всех без исключения процессов реализоваться только путём увеличения количества событий. Стрелка на оси времени указывает направление увеличения количества событий. Процессы могут быть обратимыми или необратимыми в отношении порядка изменения величин, которыми характеризуются их состояния, но и в том и в другом случае количество событий в мире, связанных с протеканием этих процессов, увеличивается.

В неявном виде это свойство процессов было использовано Больцманом при доказательстве знаменитой H-теоремы, когда он ввёл «столкновительный» член в свои уравнения. Действительно, в закрытом резервуаре количество событий – столкновений частиц вещества может увеличиваться со временем, но не может уменьшаться, независимо от того, какой знак – плюс или минус приписывается начальным скоростям частиц. Для обращения времени недостаточно возврата системы в первоначальное состояние, необходимо, чтобы количество событий произошедших в мире в связи с эволюцией системы, также вернулось к первоначальному значению. Однако подобное предположение отвергается нашим опытом, который не знает процесса, сопровождающегося исчезновением событий из истории (за исключением, разве что, процесса переписывания истории, распространённого в моей несчастной стране, но здесь речь не об этом).

Нашей задачей в данной работе является исследование закономерности изменения энтропии потока событий без последействия в квазигеометрическом приближении как функции состояния закрытой системы в момент времени $t = \Delta t_0 \tau$, с учётом его предыстории.

Обозначим $p_i(t) = \lim\limits_{\Delta\tau/\tau\to 0} \frac{\Delta N_i(\tau, \Delta\tau)}{\Delta\tau}$ - вероятность i - того состояния системы в момент времени t (квазигеометрический предел); $\Omega_i(t_0, t) = \frac{\Delta N_i(t_0, t)}{\tau - \tau_0} = \frac{1}{t - t_0}\int\limits_{t_0}^{t} P_i(t)\,dt$ - среднюю частоту (вероятрость) появления i - того состояния системы на предыстории текущего момента времени t; $H(\mathbf{p}, t) = \lim\limits_{\Delta\tau/\tau\to 0} \frac{I(t+\Delta t) - I(t)}{\Delta\tau}$ - энтропию состояния системы в текущий момент времени t (в квазигеометрическом пределе);

$\bar{H}(\mathbf{\Omega}, t) = \frac{I(t) - I(t_0)}{\tau - \tau_0} = -k\sum\limits_i \Omega_i \ln\Omega_i$ - среднее количество информации (энтропия предыстории), приходящееся на одно событие предыстории текущего момента времени t.

Теорема 1. *Количество информации, которой описывается предыстория момента времени t, увеличивается с течением времени.*

По определению информации её количество в цепи событий равно

$$I\left(\tau_0,\tau\right)=\ln\frac{\tau!}{\prod_{i=1}^{M}\left(N_i\left(\tau\right)!\right)}.$$

А теперь исследуем тенденцию изменения количества информации во времени. Для этого увеличим цепь событий на одно событие. Тогда количество информации будет определяться выражением

$$I\left(\tau_0,\tau+1\right)=\ln\frac{\left(\tau+1\right)!}{\prod_{i=1}^{M}\left(N_i\left(\tau+1\right)!\right)}.$$

Изменение количества информации в связи с увеличением числа событий (моментов времени) равно

$$\Delta I=\ln\frac{\left(\tau+1\right)!}{\prod_{i=1}^{M}\left(N_i\left(\tau+1\right)!\right)}-\ln\frac{\left(\tau\right)!}{\prod_{i=1}^{M}\left(N_i\left(\tau\right)!\right)}=\ln\frac{\left(\tau+1\right)!\prod_{i=1}^{M}\left(N_i\left(\tau\right)!\right)}{\left(\tau\right)!\prod_{i=1}^{M}\left(N_i\left(\tau+1\right)!\right)}. \quad (4.8)$$

Проанализируем полученное выражение. Отношение двух факториалов $\left(\tau+1\right)!$ и $\left(\tau\right)!$ равно $\tau+1$. Учитывая, что мы рассматриваем увеличение цепи событий на одно событие, которое состоит в появлении одного из возможных состояний, например i - того при неизменных количествах остальных состояний, отношение произведений факториалов в выражении (4.8) равно $\frac{1}{N_i\left(\tau_0,\tau+1\right)}$. Следовательно, изменение количества информации, которой описывается предыстория момента времени $t=\Delta t_0\tau$ при увеличении количества событий на одно i - тое состояние равно

$$\Delta I=\ln\frac{\tau+1}{N_i\left(\tau+1\right)}. \quad (4.9)$$

Так как количество событий темпоральной модели есть сумма количеств всех состояний системы, то количество состояний одного вида не может превысить общего числа событий

$$N_i\left(\tau+1\right)\le\tau+1=\sum_i N_i\left(\tau+1\right) \quad (4.10)$$

Знак равенства здесь имеет место лишь в вырожденном случае, когда цепь событий образована состояниями одного вида (согласно геометрической модели, элементы системы распределяются в одной ячейке).

Следовательно, $\Delta I>0$*, что и требовалось доказать.*

Теорема об увеличении количества информации является следствием принятой аксиомы о том, что ход времени представляет собой увеличение количества событий. Если допустить, что количество событий со временем может уменьшаться или оставаться неизменным, то доказательство рушится. Так, например, невозможно без каких-то специальных предположений доказать, что приращение количества информации $\Delta I = I\left(\left(t_0 + \Delta t\right), \left(t + \Delta t\right)\right) - I\left(t_0, t\right)$ положительно при положительном сдвиге времени $\Delta t = \Delta t_0 \Delta \tau$.

Рассмотрим теперь характер изменения среднего количества информации, приходящейся на одно событие предыстории момента времени t (энтропии предыстории).

Теорема 2. *Энтропия предыстории $\bar{H}\left(\mathbf{\Omega}, t\right)$ текущего момента времени t не убывает.*

По определению имеем

$$\bar{H}\left(\mathbf{\Omega}, t\right) = -k\sum_i \Omega_i \ln\Omega_i$$

Дифференцируя правую и левую части этого равенства, получим

$$\frac{d}{dt}\bar{H}\left(\mathbf{\Omega}, t\right) = -k\sum_i \frac{d\Omega_i}{dt}\ln\Omega_i - k\sum_i \frac{d\Omega_i}{dt}.$$

Вследствие нормировки вероятностей $\sum_i \Omega_i = 1$ второе слагаемое в правой части равно нулю. Воспользовавшись известным неравенством $\ln z \geq 1 - \frac{1}{z}$ и условием нормировки вероятностей, получим

$$\frac{d}{dt}\bar{H}\left(\mathbf{\Omega}, t\right) \geq -k\sum_i \frac{d\Omega_i}{dt}\left(1 - \frac{1}{\Omega_i}\right) = k\sum_i \frac{\dot{\Omega}_i}{\Omega_i}. \tag{4.12}$$

Дифференцируя вероятность $\Omega_i\left(t_0, t\right)$, найдём

$$\dot{\Omega}_i\left(t_0, t\right) = -\frac{1}{\left(t - t_0\right)^2}\int_{t_0}^{t} p_i\left(t\right)dt + \frac{1}{t - t_0}p_i\left(t\right) = \frac{p_i\left(t\right) - \Omega_i\left(t_0, t\right)}{t - t_0},$$

$$\frac{\dot{\Omega}_i\left(t_0, t\right)}{\Omega_i\left(t_0, t\right)} = \frac{p_i\left(t\right) - \Omega_i\left(t_0, t\right)}{\left(t - t_0\right)\Omega_i\left(t_0, t\right)}. \tag{4.13}$$

Так как $\Omega_i\left(t_0, t\right) \leq 1$, имеем

$$\frac{p_i(t)-\Omega_i(t_0,t)}{\Omega_i(t_0,t)} \ge p_i(t)-\Omega_i(t_0,t). \tag{4.14}$$

Следовательно,

$$\frac{d}{dt}\bar{H}(\mathbf{\Omega},t) \ge k\sum_i \frac{\dot{\Omega}_i(t_0,t)}{\Omega_i(t_0,t)} \ge \frac{k}{t-t_0}\left(\sum_i p_i(t)-\sum_i \Omega_i(t_0,t)\right),$$

но $\sum_i p_i(t)=\sum_i \Omega_i(t)=1$,

откуда следует $\frac{d}{dt}\bar{H}(\mathbf{\Omega},t)\ge 0$*, что и требовалось доказать.*

Учитывая, что левая часть равенства (4.13) представляет собой производную по времени от логарифма вероятности $\Omega_i(t_0,t)$, а сумма логарифмов равна логарифму произведения, имеем

$$\frac{d}{dt}\ln\prod_i \Omega_i(t_0,t)=\frac{1}{(t-t_0)\prod_i \Omega_i(t_0,t)}\frac{d}{dt}\left(\prod_i \Omega_i(t_0,t)\right)\ge 0. \tag{4.15}$$

Если $\Omega_i(t_0,t)$ - вероятность обнаружить систему в i - том состоянии на промежутке времени (t_0,t) и события, состоящие в появлении различных состояний системы можно считать независимыми, то произведение $\prod_i \Omega_i(t_0,t)$ представляет собой вероятность того, что в малой окрестности произвольного момента времени на промежутке (t_0,t) система оказывается во всех возможных состояниях. Как видно из (4.15) эта вероятность не убывает $\frac{d}{dt}\left(\prod_i \Omega_i(t_0,t)\right)\ge 0$. Отождествив номер состояния системы с номером ячейки клеточной модели, получим в пределе, что в потоке независимых событий не убывает вероятность обнаружить в произвольный момент времени непустыми все ячейки клеточной модели. В традиционном примере с каплей чернил в стакане воды эта вероятность возрастает до тех пор, пока чернила не распространятся равномерно по всему объёму стакана.

Теоремы 1 и 2 устанавливают закономерности тенденций изменения интегральных характеристик эволюционных процессов в отличие от второго начала термодинамики, которым постулируется закон неубывания энтропии как функции состояния системы в каждый момент времени. Для того, чтобы результаты, получаемые с помощью темпоральной модели можно было сравнить с результатами традиционного (геометрического) подхода, докажем следующую теорему.

Теорема 3. *Энтропия закрытой системы, усреднённая на малой окрестности текущего момента времени* $H(\mathbf{p},t)=\lim\limits_{\Delta\tau/\tau\to 0}\dfrac{I(t+\Delta t)-I(t)}{\Delta\tau}$*, не меньше её среднего значения на предыстории этого же момента времени* $H(\mathbf{p},t)\geq \bar{H}(\mathbf{\Omega},t)$.

<u>Шаг 1</u>. Пусть энтропия в малой окрестности момента времени t_0 равна

$$H(t_0)=\bar{H}(t_0)=\lim\nolimits_{\Delta t\to 0}\bar{H}\big(t_0,(t_0+\Delta t)\big).$$

Рассмотрим теперь промежуток $(t_0,t_0+2\Delta t)$, составленный из двух промежутков $\big(t_0,(t_0+\Delta t)\big)$, $\big((t_0+\Delta t),(t_0+2\Delta t)\big)$. Согласно теореме 2

$$\bar{H}\big(t_0,(t_0+2\Delta t)\big)>\bar{H}(t_0).$$

В потоке событий закрытой системы вследствие отсутствия последействия

$$\bar{H}(t_k)=\frac{1}{k\Delta t}\sum_t H(t)\Delta t=\frac{1}{k}\sum_0^k H(t_k),$$ следовательно,

$$\bar{H}\big(t_0,(t_0+2\Delta t)\big)=\frac{\bar{H}\big(t_0,(t_0+\Delta t)\big)+\bar{H}\big((t_0+\Delta t),(t_0+2\Delta t)\big)}{2}.$$

Обозначив $H(t_1)=\lim\nolimits_{\Delta t\to 0}\bar{H}\big((t_0+\Delta t),(t_0+2\Delta t)\big)$,

получим

$$\bar{H}\big(t_0,(t_0+2\Delta t)\big)=\frac{H(t_0)+H(t_1)}{2}>\bar{H}(t_0).$$

Из этого неравенства имеем $H(t_1)>\bar{H}(t_0)$.

<u>Шаг 2</u>. Рассмотрим теперь промежуток $(t_0,t_0+3\Delta t)$, составленный из трёх промежутков $\big(t_0,(t_0+\Delta t)\big)$, $\big((t_0+\Delta t),(t_0+2\Delta t)\big)$, $\big((t_0+2\Delta t),(t_0+3\Delta t)\big)$.

По аналогии с предыдущим имеем

$$\bar{H}\big(t_0,(t_0+3\Delta t)\big)=\frac{H(t_0)+H(t_1)+H(t_2)}{3}>\frac{H(t_0)+H(t_1)}{2}.$$

Откуда получаем

$$H(t_2)>\frac{H(t_0)+H(t_1)}{2}=\bar{H}\big(t_0,(t_0+2\Delta t)\big)$$

<u>Шаг 3</u>. В общем случае для промежутка $(t_0,t_0+k\Delta t)$ справедливо неравенство

$$\bar{H}\left(t_0,\left(t_0+k\Delta t\right)\right)=\frac{H\left(t_0\right)+H\left(t_1\right)+\ldots+H\left(t_{k-1}\right)}{k}>\frac{H\left(t_0\right)+H\left(t_1\right)+\ldots+H\left(t_{k-2}\right)}{k-1}$$

Из этого неравенства следует

$$H\left(t_{k-1}\right)>\frac{H\left(t_0\right)+H\left(t_1\right)+\ldots+H\left(t_{k-2}\right)}{k-1}=\bar{H}\left(t_0,\left(t_0+\left(k-1\right)\Delta t\right)\right),$$

Что и требовалось доказать.

Согласно доказанной теореме энтропия потока событий без последействия имеет тенденцию к увеличению, однако теоремой не запрещается локальное во времени уменьшение энтропии. Пример подобной эволюции показан на рисунке 3.

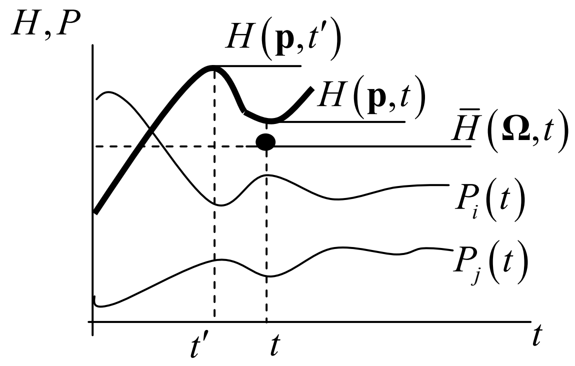

Рис.3. Оставаясь больше среднего значения на предыстории, энтропия может ограниченно уменьшаться по сравнению с предшествующими значениями $\bar{H}\left(\mathbf{\Omega},t\right)\le H\left(\mathbf{p},t\right)\le H\left(\mathbf{p},t'\right)$.

Покажем теперь, что второй закон термодинамики может быть получен из теоремы 3 как частный случай для марковских процессов. Действительно, если система «забывает» предысторию, т.е., её текущее состояние определяется лишь предшествующим моментом времени, то для доказательства теоремы достаточно остановиться на первом шаге, из которого, также как из Н-теоремы, следует, что энтропия марковского процесса не убывает $H\left(\mathbf{p},\left(t+dt\right)\right)-H\left(\mathbf{p},t\right)\ge 0$.

Отметим ещё один интересный результат, который может быть получен из неравенства (4.14). Положим $\sum_i\frac{p_i\left(t\right)-\Omega_i\left(t_0,t\right)}{\Omega_i\left(t_0,t\right)}=W-1\ge 0$. Тогда имеем дополнительное ограничение к задаче (4.3, 4.7) нахождения наиболее вероятной цепи событий

$$\sum_i\frac{p_i}{\Omega_i}=W$$

Умножив обе части этого равенства на $\varepsilon\dfrac{K}{W}$, где ε - средняя энергия одной частицы, и учитывая, что $\Omega_i\left(t_0,t\right)$ в клеточной модели можно рассматривать, как отношение среднего числа частиц в i - той ячейке к общему количеству частиц в системе, получим дополнительное ограничение в том виде, в котором его вводит Хакен (1980) при анализе оснований термодинамики

$$\sum_i E_i p_i = U \ ,$$

где $E_i = E_i\left(V\right) = \varepsilon\dfrac{K}{W\Omega_i}$, V - объём, $U=\varepsilon K$ - внутренняя энергия системы.

С учётом этого ограничения решение задачи (4.7) нахождения наиболее вероятной цепи событий получается в виде знаменитой функции распределения Больцмана

$$p_i = \exp\left\{-\lambda - \beta E_i\left(V\right)\right\},$$

где λ,β - множители Лагранжа.

Полагая $\beta=\dfrac{1}{kT}$, где T - абсолютная температура, k - постоянная Больцмана, Хакен выводит основные соотношения, лежащие в основании термодинамики.

Но при этом согласно теореме 3 получается, что в системах с неизменной внутренней энергией, эволюционирующих по наиболее вероятному пути, возможно локальное во времени уменьшение энтропии!

Заключение

Первым и наиболее важным следствием гипотезы неодновременности является представление о реальности как о линейно упорядоченном множестве – потоке (цепи) событий. Отдельно взятое элементарное событие не является чем–то сущим в темпоральной реальности. Только последовательностям событий можно приписать какие-либо сущностные признаки (например, рассматривать их в качестве частиц). Время в такой модели измеряется количеством событий. Переход от предыдущего момента времени к текущему рассматривается не как сдвиг момента (точки) вдоль абстрактной числовой оси, а как увеличение количества событий (моментов времени), которыми определяется предыстория текущего момента времени. Таким образом, асимметрия времени связывается со свойством всех без исключения процессов реализоваться только путём увеличения количества событий. Процессы могут быть обратимыми или необратимыми в отношении порядка изменения величин, которыми характеризуются их состояния, но и в том и в другом случае количество событий в мире, связанных с протеканием этих процессов, увеличивается.

Из концепции темпоральной модели и представления о закрытой системе как потоке событий без последействия логически следует вариационный принцип максимума информации, согласно которому эволюция такой системы осуществляется по наиболее вероятному пути. Этот принцип открывает перспективы для новых направлений исследований в вопросах обоснования и анализа динамических законов, так как он может быть поставлен на место принципа наименьшего действия. Преимущество принципа максимума информации, прежде всего в том, что он вытекает из исходных посылок модели, в то время как принцип наименьшего действия не из чего не следует, а подтверждается только «правильностью» получаемых с его помощью уравнений движения. Это означает, что в отношении уравнений, получаемых из принципа максимума информации можно ответить на вопрос, почему они именно такие, а не иные.

Темпоральная модель реальности предоставляет возможность получить общую закономерность изменения энтропии потока событий в виде тенденции (тренда) для более широкого класса процессов, чем традиционная геометрическая модель. Это проявляется уже в том, что закон монотонного увеличения энтропии (второй закон термодинамики) в традиционной формулировке, получен здесь в виде частного следствия доказанной теоремы 3, справедливого лишь для марковских процессов с равновесным стационарным распределением вероятностей состояний. С позиций темпоральной модели энтропия закрытых систем характеризуется положительным трендом, что не исключает возможности локального во времени уменьшения энтропии. Такой характер эволюции закрытых систем не противоречит концепции наиболее вероятной истории развития процессов, в том числе в замкнутых системах с неизменной внутренней энергией. Этот результат в большей степени, чем традиционная формулировка второго начала отвечает нашим интуитивным представлениям о многообразии процессов в природе и в частности факту отсутствия экспериментальных данных о глобальной деградации процессов в наблюдаемой Вселенной.

Литература

1. Хакен Г. Синергетика: Пер. с англ. под ред. Ю.Л. Климонтовича и С.М. Осовца. М.: Мир, 1980. - 404 с.
2. Заславский А.М.. Темпоральная модель реальности. В сб. Время и человек (Человек в пространстве концептуальных времён): сборник научных трудов / Под научной редакцией В.С.Чуракова. – Новочеркасск: «НОК», 2008. – (Библиотека времени. Вып.5). – с. 25-60.
3. Рассел Б. История западной философии. Новосибирск: Сиб. унив. изд-во, 2007.- 992с.
4. Левич А. Поиск законов изменчивости систем как задача темпорологии. В сб. На пути к пониманию феномена времени: конструкции времени в естествознании. Часть 3. Методология. Физика. Биология. Математика. Теория систем / Под ред. А.П. Левича. — М.: Прогресс -Традиция, 2008. — 479 с.
5. Пригожин И. От существующего к возникающему: Время и сложность в физических науках: Пер. с англ. под ред. Ю.Л. Климонтовича. – М.: Наука, 1985.- 323 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика: Теоретическая физика, т.V. – М.: Наука, 1964. – 568с.