Лекция 17 общего курса. «К определениям необратимой динамики»

План

1. *Рост энтропии как выражение логики Абсолютного*
2. *Рост энтропии как абсолютная динамика*
3. *От изолированных к мироподобным системам*
4. *Проблема координации необратимых динамик*
5. *О координации двуполюсных необратимых динамик*
6. *Энтропия, холотропия и метатропия*

В лекции 10 базового курса «Полное движение» мы уже обращались к проблеме стрелы времени и необратимости в процессе полного (плеронального) движения[1]. Попытаемся связать теперь идею необратимости с некоторыми более глобальными обобщениями, связанными с принципами логики Абсолютного.

1. *Рост энтропии как выражение логики Абсолютного*

Наиболее ярким выражением необратимости («стрелы времени») в современной физике является второй закон термодинамики, согласно которому энтропия изолированной системы со временем не уменьшается, т.е. возрастает, достигая своего максимального значения, а далее остается постоянной. Давайте присмотримся к логике этого закона.

Согласно второму закону, если совершается физический процесс, в котором часть энергии теряется в виде тепла, то энтропия всей системы растет. Потерянное тепло мы можем попытаться вернуть, переведя его в более качественное состояние энергии, но

[1] См. http://neoallunity.ru/lec/lec10.pdf.

чтобы это сделать, мы должны будем использовать процесс, в котором опять возникнет потеря части энергии в виде тепла, так что суммарная энтропия вновь возрастет. В итоге любой реальный процесс сопровождается потерями части энергии в виде тепла и неизбежным ростом энтропии всей системы.

За такого рода логикой угадывается более универсальная *логика необратимости*, которую можно попытаться восстановить. Давайте в некоторой степени попытаемся это сделать.

Здесь мы видим важную идею *первичности*. Пусть совершается некоторый процесс с уменьшением энтропии. Но затем оказывается, что еще ранее такой процесс будет возможным только на фоне более глобального процесса с ростом энтропии, так что в целом энтропия растет. Итак, есть фактор A (рост энтропии) и фактор B (уменьшение энтропии). Утверждается B. Затем оказывается, что B может совершаться только при условии A, т.е. B дается как B↓A – B-при-условии-A. И только A может протекать сам по себе, как A↓A – A-при-условии-A, не требуя еще ранее фактора B. Таким образом, возможно A↓A, но невозможно B↓B. В итоге мы получаем такие состояния:

A↓A, B↓A.

Это значит, что A возможен как A↓A, в то время как B возможен только как B↓A. Таким образом, A может возникнуть без B, но B без A существовать не может.

Тем самым предполагается, что A является *первичным* фактором, B – *вторичным*.

Такова более общая логика, которая лежит в основании второго закона термодинамики. *Энтропия выступает как первичный фактор A, негэнтропия – как вторичный фактор B*.

Отсюда прослеживается связь логики второго закона термодинамики и логики Абсолютного, которую мы рассматривали в связи с онтологией границ[2].

В самом деле, только Абсолютное Ω выступает как некоторое безусловное начало A, которое может быть само по себе, в то время как любое относительное начало B оказывается той или иной формой ограничения Абсолютного, т.е. B = Ω↓B*, и без Абсолютного невозможно[3].

---

[2] См. http://neoallunity.ru/lec/lec11_.pdf.

[3] Формулу B = Ω↓B* мы можем связать с формулой B = B↓*Ω, где ↓* - возможно, другой проектор, нежели ↓. Первая формула говорит, что B есть результат органичения Ω, а вторая формула выражает идею того, что

Отсюда можно сделать вывод, что *в основе второго закона термодинамики лежит некоторый конкретный вариант логики Абсолютного, когда энтропия мыслится как количественное выражение некоторого вида Абсолютного*. Вот почему энтропия первична, и в конце концов ее бытие всегда восстанавливается за противоположным состоянием.

2. Рост энтропии как абсолютная динамика

Отметим еще один момент, возникающий в логике второго закона термодинамики.

Здесь речь идет не просто об Абсолютном, но о некоторой динамике, изменении во времени, в котором работает логика Абсолютного. Такую динамику можно называть *абсолютной динамикой*, и она выражает изменение самого Абсолютного. В связи с этим давайте поставим вопрос – как изменяется Абсолютное?

Во втором законе термодинамики мы видим, что энтропия не уменьшается, и логика энтропии связана с логикой Абсолютного, когда энтропия выступает физическим вариантом Абсолютного. Но как изменяется само Абсолютное?

Таким вопросом мы конечно предполагаем, что рассматривается не само Абсолютное Ω, но *динамическое абсолютное* – тот аспект Абсолютного, который подвержен изменению, и в каждый момент времени выступает как $\Omega(t)$ - *абсолютное в момент времени t*. Такое динамическое абсолютное $\Omega(t)$ в каждый момент времени t выступает как *онтологическое пространство* – максимум интеграции бытия на момент времени t[4]. Тогда точнее спросить – как изменяется динамическое абсолютное?

Раз динамическое абсолютное может меняться, то оно может существовать в разные моменты времени. Пусть есть некоторое динамическое абсолютное $\Omega(t_1)$ в момент времени t_1. Затем возникает динамическое абсолютное $\Omega(t_2)$ в момент времени $t_2>t_1$. Каково соотношение $\Omega(t_1)$ и $\Omega(t_2)$?

Посмотрим вновь на второй закон термодинамики с этой точки зрения.

B может существовать лишь при условии Ω.

[4] В лекции 12 общего курса «Парадоксы и границы» (см. http://neoallunity.ru/lec/lec12_.pdf) такие аспекты Абсолютного назывались *Абсолютными-вариалами*.

Как мы выяснили, здесь динамическое абсолютное $\Omega(t_1)$ представлено как $S(t_1)$ – энтропия в момент времени t_1. И мы можем задать аналогичный вопрос – каково соотношение $S(t_1)$ и $S(t_2)$, где $t_2>t_1$? Второй закон термодинамики утверждает, что $S(t_1) \leq S(t_2)$, т.е. энтропия не уменьшается со временем. И подобное рассуждение, как мы уже видели, вытекает из первичной природы энтропии – если бы возник процесс падения энтропии, то он не мог бы быть первичным, и за ним вскрылся бы более первичный процесс роста энтропии, так что в целом энтропия продолжала бы не убывать.

Следовательно, перенося эту логику на динамическое абсолютное, мы так же должны будем утверждать соотношение $\Omega(t_1) \leq \Omega(t_2)$ – динамическое абсолютное со временем не убывает. И логика здесь будет действовать та же самая, но в более общей формулировке: если бы произошел процесс уменьшения динамического абсолютного, то за ним вскрылся бы еще более глобальный процесс возрастания динамического абсолютного, так что в целом получится неубывание динамического абсолютного.

В самом деле, убывание со временем динамического абсолютного противоречило бы первичной природе Абсолютного, поскольку мог бы возникнуть не зависящий ни от чего иного процесс убывания динамического абсолютного, но такой процесс есть динамическое выражение отрицания Абсолютного[5], и тогда отрицание Абсолютного оказалось бы первичным, а само Абсолютное потеряло бы статус первичности, что противоречит природе Абсолютного.

Итак, здесь мы нащупываем главную связку в логике динамического абсолютного – *процесс убывания динамического абсолютного есть динамическое выражение отрицания Абсолютного*. Но отрицание Абсолютного возможно только для более относительных образов Абсолютного. Само Абсолютное отрицать невозможно[6]. Следовательно, даже если есть процесс уменьшения некоторого аспекта динамического абсолютного, то он локален, и за ним вскрывается еще более глобальный и перекрывающий его процесс роста динамического абсолютного, так что итоговое изменение есть неубывание динамического абсолютного.

---

[5] Надо сказать, что и сама операция отрицания может быть рассмотрена динамически, во времени, и тогда она выступит как процесс уменьшения (вплоть до исчезновения) бытия отрицаемого начала.

[6] Даже когда мы используем антиномию «Абсолютное отрицать невозможно и Абсолютное можно отрицать», то ее непротиворечивое разрешение (см. http://neoallunity.ru/lec/lec13.pdf) все-равно выразит возможность отрицания не всего Абсолютного, а лишь некоторого его аспекта. Таким образом, если зафиксировать некоторый контекст, то в нем Абсолютное всегда будет максимальным состоянием, отрицание которого есть ноль.

Итак, мы приходим к обобщению второго закона термодинамики в следующей форме:

(*Закон неубывания Абсолютного*) Динамическое абсолютное со временем не убывает, т.е. $\Omega(t_1) \le \Omega(t_2)$, где $t_2>t_1$.

Теперь мы можем новыми глазами посмотреть на понятие энтропии и второй закон термодинамики в современной физике. *Энтропия оказывается физическим выражением динамического абсолютного, для нее реализуется логика Абсолютного, и второй закон термодинамики выступает как физическая реализация Закона неубывания Абсолютного*. Таковы метафизические основания, которые оказываются заложенными в логике необратимости. *Необратимость возникает там, где реализуется абсолютная динамика – динамика роста динамического абсолютного*[7].

3. *От изолированных к мироподобным системам*

В определении второго закона термодинамики есть еще одна характерная черта – здесь утверждается, что закон выполняется для так называемой *изолированной системы*, т.е. системы, не обменивающейся веществом и энергией с окружающей средой. Тогда закон оказывается условным – он верен только для изолированных систем. Является ли физическая Вселенная такой системой или нет, до сих пор по этому поводу могут идти споры[8].

---

[7] С этой точки зрения интересно посмотреть на общую теорию относительности (ОТО), в которой процесс роста пространства до некоторой степени напоминает процесс роста динамического абсолютного (см. также http://neoallunity.ru/lec/lec10_.pdf). Здесь вообще следует отметить, что с Законом неубывания Абсолютного должна быть связана *несимметричная во времени физика*, поиски которой активно ведутся сегодня и некоторые определения которой проявляются и в термодинамике, и в ОТО (см. по этому поводу книгу Пенроуз Р. Путь к реальности, или законы, управляющие Вселенной. Полный путеводитель. – М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2007, главы 27-30). Термодинамика не может вполне претендовать на выражение несимметричной во времени физики, поскольку понятие энтропии является феноменологическим, и все фундаментальные законы современной физики обратимы во времени. В ОТО также не вполне ясна ситуация с введением глобального времени, и уравнения Эйнштейна обратимы во времени.

[8] См. Пенроуз Р. Путь к реальности. С.587-588, где Пенроуз допускает возможность трактовки физической Вселенной как изолированной системы.

Давайте посмотрим на это условие второго закона с точки зрения логики Абсолютного. Что означает в этом случае изолированная система? Как можно было бы обобщить это понятие в рамках абсолютной динамики?

Изолированной может быть не только физическая Вселенная, но и ее части, - по крайней мере, в той степени изолированности, в какой это достаточно для нужд практики. Следовательно, условие изолированности предполагает, что могут возникать такие части более глобальной системы, которые подобны системе в целом, и благодаря этому, для них в некоторой мере также реализуется закон неубывания энтропии.

Следовательно, для абсолютной динамики мы также можем предполагать нечто подобное, т.е. существование таких частей динамического абсолютного, которые обладают моментом подобия ему и могут выступать как *малые динамические абсолютные*, так что для них будет выполняться закон неубывания динамического абсолютного их масштаба. Такие системы можно называть *мироподобными*, и для них выполняется локальный закон неубывания своего динамического асболютного. В этом случае *изолированные системы в термодинамике оказываются физическим выражением подобия мировой системе, т.е. физическим выражением мироподобия*.

Теперь, точнее говоря, мы могли бы обобщить Закон неубывания Абсолютного следующим образом:

(*Закон относительного неубывания*) В рамках мироподобной системы ее динамическое абсолютное $\omega(t)$ не убывает, т.е. $\omega(t_1) \leq \omega(t_2)$ при $t_2>t_1$.

Тем самым предполагается, что для мироподобной системы задано отношение подобия с максимальной мироподобной системой (миром в целом, динамическим абсолютным), и, в силу этого подобия, система ведет себя подобно миру в целом, в котором реализуется Закон неубывания Абсолютного, т.е. для системы определен аналог динамического абсолютного $\omega(t)$, которое не убывает со временем (растет, пока не достигнет максимального значения).

Отсюда можно сделать вывод, что нам по крайней мере на сегодня известна одна мироподобная система – это физическая реальность, как она выражается в современной физике и термодинамике, и для нее динамическое абсолютное выражается в энтропии.

Но отсюда также следует, что *совсем не обязательно, чтобы физическая реальность с энтропийной мерой была единственным вариантом реализации абсолютной динамики и Закона неубывания Абсолютного*.

В связи с тем, что мы можем подняться от термодинамики к более общей динамической структуре, уходящей корнями в абсолютную динамику, у нас появляется дополнительный инструмент исследования, который мог бы помочь нам ставить проблемы и пытаться их решать на гораздо более универсальном уровне динамических формулировок. Попытаемся использовать возникающий здесь потенциал обобщения для решения ряда задач, связанных с логикой необратимости.

4. Проблема координации необратимых динамик

В первую очередь попытаемся поставить задачу (и наметить ее решение) *согласования двух необратимых динамик*, в которых используются разные виды динамического абсолютного.

Итак, предположим, что есть две необратимые динамики, со своими видами мироподобия и видами динамического абсолютного[9]. В каждой динамике по отдельности реализуется закон относительного неубывания. Как такие динамики могли бы быть скоординированы между собой?

В первую очередь можно предполагать, что координация двух необратимых динамик должна выражать себя как построение третьей – более интегральной – необратимой динамики. Более высокая интегральность этой динамики будет выражаться в том, что ее вид мироподобия должен будет обобщать виды мироподобия частных динамик, и ее вид динамического асболютного должен интегрировать частные виды динамических абсолютных[10]. Ситуация кажется более простой, если оба вида динамического

[9] На то, что необратимых динамик может быть несколько, указывает распространенная традиция выделять несколько «стрел времени». Например, в своей книге «Краткая история времени» известный физик С.Хокинг выделяет три стрелы времени – термодинамическую, космологическую и психологическую. Хотя, с точки зрения Хокинга, они все согласованы, но ряд других мыслителей (В.И.Вернадский, Л.Бриллюэн и др.) полагает, что ситуация здесь может быть более сложная.

[10] До некоторой степени эта задача напоминает задачу координации двух моделей СЭР, которая исследовалась в лекции 9 общего курса, – см. http://neoallunity.ru/lec/lec9_.pdf.

асболютного согласованы между собой, т.е. рост одного может быть совмещен с ростом другого вида динамического абсолютного. В этом случае мы просто можем сложить соответствующие меры динамических абсолютных[11] этих динамик.

Более сложной кажется ситуация, когда рост одного вида динамического абсолютного выражается в уменьшении другого вида. Такие динамики можно называть *инверсными*.

В частности, мы могли бы соединить с организацией необратимых инверсных динамик также теорию *двуполюсного количества*[12], когда мера одного динамического абсолютного могла бы выражаться в количестве, растущем от одного полюса, а мера другого – в количестве, растущем от противоположного полюса. Такие инверсные динамики можно было бы называть *двуполюсными необратимыми динамиками*. Как могли бы координироваться между собою такие динамики в рамках интеграции их в составе более интегральной необратимой динамики?

Первый вариант интеграции мог бы состоять в том, что одна из динамик могла бы выступить *под-динамикой* другой, и тогда интегральная динамика совпадет с большей динамикой. До некоторой степени подобная ситуация проявляется в негэнтропийном характере диссипативных систем (и живых организмов[13]) в современной неравновесной термодинамике, когда негэнтропия есть величина, противоположная энтропии, и локальный рост негэнтропии протекает всегда на более глобальном фоне роста энтропии. Однако при таком варианте интеграции исчезает *равноправность* синтезируемых динамик, порождаемых равноправными количественными полюсами[14].

5. *О координации двуполюсных необратимых динамик*

---

[11] Мера динамического абсолютного – это количественное выражение динамического абсолютного $\omega(t)$, согласованная с порядком его возрастания $\omega(t_1) \leq \omega(t_2)$ при $t_1 < t_2$.

[12] Об определениях двуполюсного количества см. http://neoallunity.ru/lec/lec13_.pdf.

[13] Предполагается, что активность живых организмов могла бы объясняться и в рамках *равновесной* термодинамики, устойчивое отклонение от которой для живой активности могло бы выражать не (только) принципы организации диссипативных систем, но (и) *внефизические* биологические принципы целесообразности (см. ниже ссылку на «принцип устойчивого неравновесия» Э.Бауэра).

[14] Конечно, равноправие полюсов – это уже выражение финитизации количества, и если один из полюсов бесконечен, то возникает неравноправие полюсов, что до некоторой степени можно проинтерпретировать как схему включения одной динамики в другую.

Более равновесным вариантом интеграции мог бы быть тот, при котором обе динамики могли бы давать равные вклады в объемлющую их третью динамику. Но их меры должны были бы в этом случае взаимно уничтожать друг друга, и итоговая динамика не могла бы быть необратимой.

В связи с этим возникает вопрос – как провести равноправную интеграцию двуполюсных необратимых динамик, так чтобы интегральная динамика также была необратимой?

Я предлагаю здесь рассмотреть один возможный вариант такой интеграции.

Вспомним определения двуполюсного количества. Если в количестве, растущем от нуля (0-количестве) дана некоторая величина x, то та же величина, данная в системе ∞-количества (растущего от полюса бесконечности ∞), будет представлена в системе 0-количества как величина Iv(x), где Iv – оператор обобщенной инверсии[15]. Отсюда можно сделать вывод, что Iv(x) – это как бы проекция величины x ∞-количества в систему 0-количества. Верно и обратное – величина x 0-количества в системе ∞-количества будет дана как величина Iv(x). Инверсность разнополюсных количеств выражается в том, что если величина x растет, то величина Iv(x) уменьшается, и наоборот[16]. Поэтому рост величины x в системе ∞-количества выразится в том, что ее проекция Iv(x) в 0-количестве будет уменьшаться.

Пусть M_1 – мера динамического абсолютного одной необратимой динамики, M_2 – мера другой. Пусть, например, M_1 выступает как 0-число, а M_2 – как ∞-число. В этом случае мера M_2 будет проявлять себя в 0-количестве в величине $Iv(M_2)$, и если мера M_2 будет расти в системе ∞-количества, то величина $Iv(M_2)$ будет падать в системе 0-количества. Тогда суммарная динамика в системе 0-количества будет выражаться суммой $M_1 + Iv(M_2)$, которая в общем случае не обязательно будет расти. То же будет верно и для второй динамики, в системе количества которой суммарная мера $M_2 + Iv(M_1)$ также не обязательно будет расти.

Величины $Iv(M_2)$ и $Iv(M_1)$ вносят момент падения в общую динамику роста. Чтобы уменьшить их влияние в составе интегральной необратимой динамики, можно

[15] Напоминаю, что $Iv = R^{+1}{}_M \circ D_M \circ R^{-1}{}_M$ (подробнее см. http://neoallunity.ru/lec/lec13_.pdf).

[16] Частным случаем Iv является *оператор мультипликативной инверсии* Inv(x) = 1/x.

предположить, что *не вся мера проявляется в дополнительной системе, но лишь некоторая ее часть*, и далее эти части можно ограничить таким образом, чтобы попытаться добиться итогового роста.

Таким образом, можно предполагать, что каждая мера может быть разделена на две подмеры, одна из которых ограничена только данной динамикой, а вторая дает свой вклад в величину меры дополнительной динамики. Пусть $M_i = M_{ii} + M_{ij}$, i,j=1,2, M_{ii} – часть меры M_i, которая не влияет на меру M_j, и M_{ij} – часть меры M_i, влияющая на меру M_j в форме вклада $Iv(M_{ij})$. Тогда мера первой системы будет равна $M_1 + Iv(M_{21})$, мера второй системы окажется равной $M_2 + Iv(M_{12})$.

В этом случае интегральную необратимую динамику можно рассматривать как такой вид необратимой динамики, мера изменения динамического абсолютного которой будет выражена суммой[17]

(1) $M^* = M_1 + Iv(M_{21}) + Iv(M_{12}) + M_2,$

и для этой меры должен выполняться закон неубывания, т.е. производная меры M*, $dM^*/dt \geq 0$, – больше или равна нуля. Отсюда получаем:

(2) $dM^*/dt = dM_1/dt + dIv(M_{21})/dt + dIv(M_{12})/dt + dM_2/dt \geq 0.$

Для производных dM_1/dt и dM_2/dt имеем:

(3.1) $dM_1/dt \geq 0,$

(3.2) $dM_2/dt \geq 0.$

Что же касается производных $dIv(M_{21})/dt$ и $dIv(M_{12})/dt$, то они неположительны:

(4.1) $dIv(M_{21})/dt \leq 0,$

(4.2) $dIv(M_{12})/dt \leq 0.$

В итоге, чтобы выполнялось условие (2), необходимо выполнение условия:

(5) $|dM_1/dt + dM_2/dt| \geq |dIv(M_{21})/dt + dIv(M_{12})/dt|,$

---

[17] Замечу, что в этом случае интеграция выражается в переходе к такой количественной шкале, на которой количества разных полюсов оказываются количествами одного полюса – такой процесс можно называть *соположением* полюсов количества. Причем, количество ∞-полюса $Iv(M_{12}) + M_2$ в этом случае переносится на 0-шкалу прямо, без действия оператора обобщенной инверсии.

Чего, как можно предположить, всегда можно добиться достаточно малыми значениями $|dIv(M_{21})/dt|$ и $|dIv(M_{12})/dt|$.

В итоге, неравенство (5) оказывается условием интеграции двух инверсных необратимых динамик с мерами M_1 и M_2 своих динамических абсолютных.

Если вклады со стороны мер этих динамик совершенно равноправны, что соответствует точному равенству количественных полюсов, то можно предполагать следующие соотношения равенства:

(6.1) $M_1 = M_2 = M$,

(6.2) $M_{12} = M_{21} = m$.

В этом случае условие (5) перейдет в еще более простое условие:

(7) $|dM/dt| \geq |dIv(m)/dt|$,

Чего, как представляется, всегда можно добиться более медленным законом роста для подмеры m(t), нежели для закона роста всей меры M(t)[18].

Соотношение (7) можно сформулировать следующим образом: *степень падения меры роста динамического абсолютного, идущего от инверсной меры, должна быть меньше степени роста динамического абсолютного самой меры*.

6. Энтропия, холотропия и метатропия

Приведенные выкладки для интегральной необратимой динамики, синтезируемой из инверсных двуполюсных необратимых динамик, можно теперь пытаться применить для случая известной нам физики, если, как это уже было отмечено ранее, меру M_1 интерпретировать как энтропию, а меру M_2 – как негэнтропийный фактор. Отличие, возникающее в нашем случае, от современного подхода к трактовке негэнтропии, будет состоять в том, что мы будем брать негэнтропийный фактор не только в его проекции на энтропийную меру, но и в ее собственной системе отсчета, если негэнтропийную

[18] Если, например, $Iv(x) = Inv(x) = 1/x$, то выполнение условия (7) было бы возможно, даже если бы $m=M$. В самом деле, в этом случае $dIv(m)/dt = d(M^{-1})/dt = -(M^{-2})dM/dt$, что по модулю даст величину $(M^{-2})dM/dt$, в предположении $M>0$, $dM/dt\geq0$. Тогда, если $M>1$, то получим: $(M^{-2})dM/dt < dM/dt$.

составляющую рассматривать как выражение роста динамического абсолютного в инверсной к энтропийной необратимой динамике.

В этом случае условие (7) выражается в допустимости негэнтропийных процессов в диссипативных системах (и в живых организмах) в той мере, в какой они возможны только локально, и глобально не нарушают второго закона термодинамики. Это как раз и выражается в формулировках неравновесной термодинамики, где открытые системы являются в конце концов подсистемами глобальной изолированной системы.

В рамках описанной выше методологии интеграции двух инверсных необратимых динамик, можно предполагать, что существует инверсная к энтропийной динамика со своей мерой, которую (меру) условно можно называть *холотропией* H. В своей проекции на энтропийную динамику холотропия будет проявляться как негэнтропийный фактор $N^* = Iv(H_S)$[19], где H_S – та часть холотропии, которая проявляет себя в падении энтропии диссипативных систем (и живых организмов). Наконец, можно говорить и об интегральной мере M^*, которая синтезирует энтропию и холотропию по формуле (1), где $M_1 = S$, $M_2 = H$, $M_{12} = S_H$[20], $M_{21} = H_S$, и может условно называться *метатропией*.

Переход к интеграции энтропии и холотропии в рамках метатропии можно связывать со структурой двуслойного R-пространства-времени[21], полагая, что энтропия выражает необратимую динамику 1-пространства-времени (1-ПВ), а холотропия представляет необратимую динамику *сопряженного* 1-пространства-времени. В этом случае интегральная мера метатропии выражает необратимую динамику всего 2-пространства-времени, которое синтезирует в себе динамические определения 1-ПВ и сопряженного 1-ПВ. В этом случае мы получаем *три закона роста* – роста энтропиии в 1-ПВ, роста холотропии в сопряженном 1-ПВ и роста метатропии в 2-ПВ.

С этой точки зрения, в современной физике выражается только энтропийная необратимая динамика 1-форм с энтропийной мерой $S = M_1 = M_{11} + Iv(M_{21}) = S_S + Iv(H_S)$. Инверсная составляющая $Iv(H_S)$ выражает в этом случае негэнтропийное влияние

---

[19] Как уже отмечалось (см. http://neoallunity.ru/lec/lec15_.pdf), $Iv(H_S)$ перейдет в $D_M(H_S) = M - R^{-1}{}_M(H_S)$ в метрике финитного количества, и если $S = R^{-1}{}_M(H_S)$, то получим формулу для негэнтропии $N = M\text{-}S$. Отсюда получаем, что $H_S = R^{+1}{}_M(S)$, где S – величина энтропии.

[20] Используя симметричные рассуждения, величину S_H следует понимать как ту часть энтропии, рост которой выражается в падении холотропии (в рамках холотропической необратимой динамики).

[21] См. http://neoallunity.ru/lec/lec15_.pdf.

холотропийной необратимой динамики[22], проекция которой в энтропийную динамику проявляется в *устойчивом локальном отклонении* от закона роста энтропии для диссипативных систем и живых организмов[23]. Сопряженное 1-пространство-время может быть рассмотрено как реальность 2-форм, для которых действует не закон роста энтропии, но *закон роста холотропии*, который в своей проекции на энтропийную динамику 1-форм проявляется в образовании их *подформ* (в лице физической материальности диссипативных систем и живых организмов), локально идущих вспять, сравнительно с законом роста энтропии. Предполагается также, что не все 2-формы из сопряженного 1-ПВ имеют свои проекции на 1-формы, и тогда рост таких 2-форм не будет давать негэнтропийного вклада в общее изменение энтропии 1-ПВ. Холотропия таких 2-форм обозначается как невлияющая на энтропию величина H_H. Симметричное влияние 1-форм предполагается и на 2-формы сопряженного 1-ПВ – также допускается, что некоторые 1-формы имеют свою проекцию на 2-формы из сопряженного 1-ПВ, и в силу этого снижают общую холотропию в лице составляющей S_H.

Также следует отметить, что в энтропийной необратимой динамике, благодаря работам Л.Больцмана[24], энтропия выступает как объем областей фазового пространства, так что второй закон термодинамики оказывается связан с более вероятным попаданием в б***о***льшие объемы фазового пространства. В этом случае введение холотропии как инверсной динамической меры ставит вопрос о собственной вероятностной интерпретации такой меры. Пока, касаясь этой темы очень кратко, можно предполагать существование разных *типов вероятности*, в частности, *энтропийной* и *негэнтропийной вероятности*[25]. Первая тем больше, чем более *заменимым* является данное состояние. Вторая вероятность, наоборот, тем больше, чем более *незаменимым* выступает данный тип состояния. С этой точки зрения, холотропические процессы требуют использования

---

[22] В этом случае предполагается, что устойчивое отклонение от второго закона термодинамики для ряда локальных и открытых систем является не просто случайной локальной флуктуацией, но выражает самостоятельный принцип локальной антиэнтропийной динамики. Именно эта идея лежит в основании построения неравновесной термодинамики, где ставится задача сформулировать самостоятельные законы локального неравновесия в диссипативных системах.

[23] Здесь можно вспомнить «принцип устойчивого неравновесия» живых систем Эрвина Бауэра – см. Бауэр Э. Теоретическая биология. - СПб: Изд-во Росток, 2002.

[24] См. напр. *Больцман Л.* Избранные труды. — М.: Наука, 1984.

[25] Подробнее см. Моисеев В.И. Философия науки. Философские проблемы биологии и медицины. – М.: ГЭОТАР-Медиа, 2008. – С.298-309.

особого пространства состояний, в котором рост холотропии будет выражаться в большем значении негэнтропийной вероятности[26].

[26] В этом случае можно предполагать *мереологическое* изменение холотропического пространства состояний (сравнительно с энтропийным фазовым пространством) – его состояниями будут *части одного целого*, и меры холотропии могли бы определяться как величины таких частей, так что более вероятным окажется переход к большей части целого. В то же время каждой части целого можно по-прежнему сопоставлять множество реализаций этой части – чем меньше таких реализаций, тем более незаменимой является данная часть и тем она крупнее. Такие множества реализаций будут *уменьшаться* с ростом частей и ростом негэнтропийной вероятности.