

Некоторые уточнения понятия энтропии макросистемы

С.Б. Каравашкин, О.Н. Каравашкина

e-mail: sbkaravashkin@gmail.com

[Труды СЕЛФ](#)

блог «[Classical Science](#)»

Спонсорская помощь проекту:

Карта visa Приватбанка

4149 4991 5461 4992

[Оригинал 2006 г.](#)

1. Введение

Причиной проведения данного исследования является существующая в настоящее время многозначность в употреблении понятия энтропии, зачастую приводящая к ложным выводам и «сенсационным» апокалиптическим прогнозам типа предсказания тепловой смерти вселенной. Примеров подобных прогнозов множество. «Процессы, в которых идёт возрастание энтропии, увеличивают плотность времени, и они, следовательно, излучают время. Значит, плотность времени увеличивается при потере веществом организации. Уже из этого обстоятельства можно заключить, что время несёт в себе организацию или негэнтропию, которая может быть передана другому веществу – датчику... Всё пространство, вся Вселенная проектируется на ось времени одной точкой и, следовательно, для времени не имеет размера. Поэтому изменение плотности времени, вызванное процессом в какой-либо точке пространства, например на звезде, должно пройти сразу во всём Мире, но только убывая с расстоянием обратно пропорционально его квадрату» [1, с. 98].

«В ТФП (теория фундаментального поля – авт.) показывается, что такой объект есть. Этим объектом является физический вакуум, который пронизывает всю окружающую нас материю или, точнее, всё окружающее нас вещество и в то же время не вступает с ним в тривиальный тепловой обмен, иначе – не нагревается в обычном термодинамическом понимании тепла и находится, с точки зрения понятия термодинамики, в состоянии абсолютного нуля. Между элементами самого физического вакуума, его структурными элементами и окружающей атомной материей существует информационный, а не энергетический (? – авт.), обмен, который позволяет структурам атомной материи записывать информацию на структурах физического вакуума и хранить там неопределённо долгое время» [2, с. 352].

Начало этой цепочки фантазмагорических «проектов» в термодинамике было положено Клаузиусом. «В современной термодинамике второе начало формулируется как закон возрастания энтропии. Буквальное применение второго закона термодинамики ко Вселенной как к целому привело Клаузиуса к выводу о неизбежности тепловой смерти Вселенной, т.е. к такому её состоянию, при котором все процессы прекратятся вследствие всеобщего уравнивания температур» [3, с. 122]. Ведь по существующему убеждению, «Закон, определяющий направление тепловых процессов, можно сформулировать как *закон возрастания энтропии*: при всех происходящих в замкнутой системе тепловых процессах, энтропия системы возрастает; максимально возможное значение энтропии замкнутой системы достигается в тепловом равновесии» [4, с. 213]. Исходя из этого, «в дорелятивистских космологических применениях термодинамики вселенную как целое обычно рассматривали в качестве такой термодинамически замкнутой системы, для которой существует достижимое состояние термодинамического (статического) равновесия. Вся охваченная наблюдениями область, очевидно, не находится в таком состоянии, и в её масштабах энтропия возрастает. Одно из первых предположений заключалось в том, что то же верно для всей вселенной. Но в этом случае вселенная должна стремиться к указанному состоянию так, что термодинамические процессы в ней постепенно затухают и не могут продолжаться неограниченно долго и в сколь угодно больших масштабах (гипотеза «тепловой смерти вселенной» Клаузиуса). Поскольку же упомянутое состояние ещё не успело установиться, осталось предположить, что и в прошлом эти процессы не могли протекать неопределённо долго. В качестве выхода из возникшего затруднения, ставшего поводом для теологических выводов, была указана другая возможность, состоящая в том, что вселенная как целое вечно находится в состоянии статистического равновесия, а вся охваченная наблюдениями её часть расположена внутри области гигантской, ныне угасающей флуктуации (флуктуационная гипотеза Л. Больцмана)... В приведенных термодинамических выводах тяготение игнорировалось. Учёт его привёл к новым затруднениям» [5, с. 491].

Данное цитирование можно продолжать очень долго и все эти суждения вытекают из неопределённости понятия энтропии и расширения данной неопределённости на гносеологические аспекты физики, что, как уже было сказано в начале, потребовало упорядочения вопросов, связанных с понятием энтропии макросистемы и сопутствующих данному понятию вопросов.

2. Базовое определение энтропии

Пытаясь дать наиболее точное и полное понятие энтропии системы, мы сразу сталкиваемся со всей совокупностью противоречий.

Наиболее популярным определением энтропии является следующее: «Энтропия – функция состояния, характеризующая направление протекания самопроизвольных процессов в замкнутой термодинамической системе. Существование энтропии как функции состояния постулируется вторым началом термодинамики» [6, с. 533].

Однако данное определение ничего не говорит о физической сущности понятия энтропии кроме того, что оно постулируется вторым началом термодинамики. Поэтому наряду с данным определением существует трактовка в рамках статистической физики: «Количественной характеристикой теплового состояния тела, описывающей его стремление переходить в другие состояния, является число микроскопических способов, которыми это состояние может быть осуществлено. Это число называют *статистическим весом* состояния; обозначим его буквой Γ . Тело, предоставленное самому себе, стремится перейти в состояние с большим статистическим весом. Принято, однако, пользоваться не самим числом Γ , а его логарифмом, который ещё умножают на постоянную Больцмана k . Определённую таким образом величину

$$(1) \quad s = k \ln \Gamma$$

называют *энтропией* тела» [4, с. 213].

Но оказывается, что данные определения не вполне чётко описывают понятие энтропии и её базовые свойства. В частности, наряду с указанными определениями существует и такое: «Энтропия S – это функция состояния термодинамической системы, характеризующая направление протекания процесса теплообмена между системой и внешней средой» [7, с. 311].

Из данного определения следует, что энтропия уже определяет не свойство консервативной системы, а процесс теплообмена между системой и внешней средой. И этот принципиальный нюанс, как мы увидим далее, в сущности, более точно определяет существующее представление об энтропии, хотя с другой стороны формализация данного акцента лишает понятие энтропии исходной феноменологической базы, на которой строились фантазмагии.

То, что определение, данное Пащенко [7], более соответствует процессам, описываемым современными авторами при описании энтропийных процессов, несложно показать на ряде характерных примеров, приводимых большинством авторов. В частности, рассмотрим модельный эксперимент, описанный Р.В. Полем. «Необратимый процесс можно провести в очень наглядной форме. Для этого мы пространственно отделяем процесс расширения газа от процессов подвода тепла и внутреннего трения. Мысленно используем установку, схема которой дана на рис. 1.

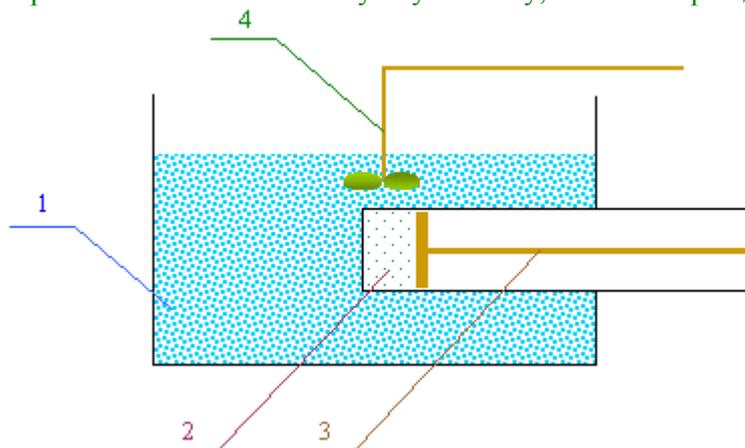


Рис. 1 Схема, демонстрирующая необратимый процесс по Р. В. Полю [8, с. 435, рис. 553]: 1– водная баня, 2 – цилиндр с газом, 3 – поршень, 4 – мешалка

Цилиндр, наполненный газом, находится в тепловом контакте с большим резервуаром, например, с водяной баней, с температурой $T_{(1)}$. Оба вместе ... образуют замкнутую систему, т.е. систему, защищённую от теплообмена с окружающей средой. Данное количество газа должно *квазистатически* и *изотермически* расширяться. При этом оно отнимает от водяной бани энергию в форме тепла

$$(2) \quad Q_{(1)} = T_{(1)} MR \ln \frac{V_2}{V_1}$$

(где M – масса газа, R – газовая постоянная, V_1 , V_2 – начальный и конечный объёмы газа – авт.). Эта энергия с помощью поршня полностью превращается в работу, т.е. $A = Q_{(1)}$. Эта работа приводит в движение мешалку. Она, таким образом, растрачивается на образование вихрей и трение, т.е. превращается в тепло и возвращается водяной бане. В конце необратимо прошедшего процесса состояние водяной бани осталось поэтому совершенно неизменным. Изменилось только состояние данного количества газа» [8, с. 435].

Прежде всего, обратим внимание, что в исходном состоянии температуры водяной бани и газа были неодинаковы, и это то, с чего нужно было бы начинать решать задачу, говоря о расширении газа при контакте с водяной баней. В свою очередь это означает, что к водяной бане было извне подведено некоторое количество тепла, которое в процессе эксперимента перераспределилось между самой водяной баней и расширяющейся массой газа. Следовательно, во-первых, система уже не консервативна и отделять процесс подвода тепла от процесса расширения газа некорректно. Во-вторых, процесс расширения газа был обусловлен нагревом последнего. Без данного нагрева не было бы и расширения. На данный нагрев, как известно, затрачивается определённая тепловая энергия, только часть которой переходит в работу по расширению газа. Ведь в результате газ будет иметь температуру, отличную от исходной, а следовательно, и энергия газа будет иной. И эта температура никаким образом не вернётся через мешалку обратно бане даже при 100% КПД. В-третьих и главное, поршень расширился не только потому, что на него воздействовал газ в цилиндре, но и потому, что с другой стороны поршня находился газ при другой температуре и другом давлении. Именно разность давлений приводила поршень в действие. А следовательно, работа, совершаемая поршнем, зависела от параметров среды вне консервативной системы. Отсюда опять-таки следует, что система, описанная Р.В. Полем, неконсервативна и в этой системе сначала были созданы условия, которые вывели её из равновесия, а затем система снова вернулась в равновесное состояние. Таким образом, данный пример не может рассматриваться как образец консервативной системы, в которой протекают необратимые процессы. Если исходный баланс в системе мог быть нарушен, а затем он был некоторым образом восстановлен, то это уже не необратимый процесс.

Возможно, пример, приведенный Р.В. Полем, не самый удачный, хотя его в различных вариациях приводят и другие авторы. Рассмотрим другой, также стандартный пример, описанный Л.И. Седовым. «Допустим, что имеются два бесконечно малых объёма I и II несжимаемой жидкости с одинаковыми давлениями и разными температурами. Пусть температура объёма I равна T_1 , а температура объёма II T_2 ($T_2 > T_1$).

Если эти объёмы привести в соприкосновение, между ними будет происходить обмен теплом, причём в каждый момент времени каждому их объёмов I и II можно приписать определённое значение температуры (так как объёмы I и II малы).

Процесс передачи тепла от II к I необратим, так как согласно второму закону термодинамики тепло без затраты внешней энергии может передаваться только от частицы с температурой T_2 к частице с температурой T_1 , если $T_2 > T_1$.

Обозначим через dQ положительное количество тепла, которое переходит от частицы II к частице I за время dt и рассмотрим для простоты случай, когда система, состоящая из совокупности частиц I и II, не обменивается теплом с внешней средой. Если необратимость связана только с процессом теплопередачи от одной частицы к другой, а состояния и процессы в каждой отдельной частице можно считать обратимыми, то для отдельных частиц можно записать

$$(3) \quad dS_I = \frac{dQ}{T_1}; \quad dS_{II} = \frac{-dQ}{T_2}.$$

Изменение энтропии всей системы I+II можно подсчитать, предполагая, что полная энтропия S является аддитивной функцией, т.е.

$$S = S_I + S_{II} ,$$

следовательно

$$(4) \quad dS = dS_I + dS_{II} = dQ \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} > 0 .$$

Таким образом, хотя в рассматриваемом примере вообще нет притока внешнего тепла к системе I+II, энтропия этой системы возрастает за счёт необратимого внутреннего процесса» [9, с. 234].

Из приведенной цитаты несложно убедиться, что несмотря на переход от макросистемы к бесконечно малым объёмам и даже к отдельным молекулам, вопросы к модели остались прежними.

Прежде всего, при разделении термодинамической системы на подсистемы, последние должны тоже удовлетворять понятию макроскопичности [6, с. 535]. В обратном случае нарушается статистический характер процесса, а следовательно, теряется и понятие энтропии, да и понятие температуры в термодинамическом смысле тоже существенно изменяется. Если Л.И. Седов рассматривает передачу энергии между двумя конкретными частицами объёмов I и II, то он должен рассматривать кинетическую температуру конкретных частиц и при этом учитывать, что суммарная энергия частиц в процессе взаимодействия сохраняется. А следовательно, ни о какой передаче энергии при постоянной температуре речи быть не может. Энтропии при этом складываться тоже не будут. Это возможно только в статистических процессах и, как мы покажем далее, далеко не в каждом термодинамическом процессе. Таким образом, все выкладки, которые приводит Л.И. Седов, теряют физический смысл.

Во-вторых, Л.И. Седов рассматривает случай, когда температура систем I и II различна и ограничивает рассмотрение исключительно процессом теплопередачи. При этом исключается из рассмотрения процесс создания локальной неоднородности. Да, действительно, тепло передаётся строго от нагретого тела к холодному. В этом второй закон термодинамики выполняется неукоснительно. Но если бы процессы взаимодействия ограничивались процессом теплопередачи, то в изначально консервативной системе мы не смогли бы создать разбаланс, последствия которого анализировал автор.

В-третьих, если у одного из объёмов каким-то образом была изменена температура по сравнению с другим, то это автоматически означает, что тепло было введено или отведено при помощи некоторых внешних источников, наличие которых Л.И. Седов отрицает. Не учитывать это некорректно. При этом нарушается феноменология обменных взаимодействий между термодинамическими подсистемами.

В-четвёртых, процесс, описанный Л.И. Седовым, не является термостатическим. Если говорить о конкретных частицах, то в результате взаимодействия кинетическая температура более энергетичной частицы уменьшится, а менее энергетичной частицы увеличится. При этом произойдёт усреднение энергий при сохранении полной энергии системы частиц. Если же рассматривать процесс передачи тепла с точки зрения макросистем, то в этом случае исходные температуры объёмов не сохранятся, а следовательно, данный процесс не может рассматриваться как изотермический, в связи с чем некорректно записывать равенства в форме (3) и (4). При рассмотрении же процесса передачи тепла должным образом, необходимо будет ввести понятие теплоёмкости жидкости, учесть изменение температуры каждого из объёмов, учесть возможность расширения объёмов и т.д. В частности, в случае идеального газа, мы должны были бы исходить из выражения

$$(5) \quad dU = \frac{M}{\mu} C_v dT ,$$

где C_v – молярная теплоёмкость газа при постоянном объёме, μ – молекулярный вес газа. «В случае идеального газа формула (5) справедлива для любого процесса» [10, с. 201]. Для жидкостей сложнее, поскольку в них необходимо учитывать силы Ван-дер-Ваальса. В результате и моделирующие уравнения будут иными, и результат уже не будет никоим образом связан с понятием энтропии.

Таким образом, можно сделать заключение, что в данном случае исследуется консервативная система исключительно в том смысле, который обеспечивает исследование

теплопередачи от нагретого тела к холодному, но не вся совокупность явлений, обеспечивающих кругооборот тепла в природе. Для исследования полного комплекса явлений рассматриваемая Л.И. Седовым система консервативной не является и приложима в смысле расчёта энтропии быть не может.

Вместе с тем, приведенный пример интересен тем, что показывает необходимость скрупулёзного анализа понятия статистического веса состояния, а с другой стороны, обращает внимание на проблемы с классификацией необратимости термодинамических процессов с точки зрения расширения понятия энтропии на физические явления глобального характера.

Для первичного прояснения понятия статистического веса системы, рассмотрим характерный пример расчёта статистического веса по Ландау. «Можно получить представление о том, сколь маловероятно самопроизвольное отклонение тела из состояния равновесия, хотя бы на примере расширения газа в пустоту. Пусть газ находится первоначально в одной из половин сосуда (снова мы здесь видим постановку задачи о предварительном разбалансе системы – авт.), разделённого перегородкой на две равные части. При открытии отверстия в перегородке газ распространится равномерно по обеим частям сосуда. Обратный же переход газа в одну половину сосуда без постороннего вмешательства никогда не произойдёт» [4, с. 211].

На этом месте мы приведём цитирование источника, чтобы обратить внимание на тот факт, что определяя природу необратимости процессов, Ландау, как и подавляющее число авторов, намеренно исключает из рассмотрения физические процессы, которые приводят к неоднородности, хотя это точно такие же самопроизвольные процессы. В дальнейшем мы специально рассмотрим ряд подобных процессов. Здесь же ради примера приведём схему с тремя сосудами, которая показана на рис. 2.

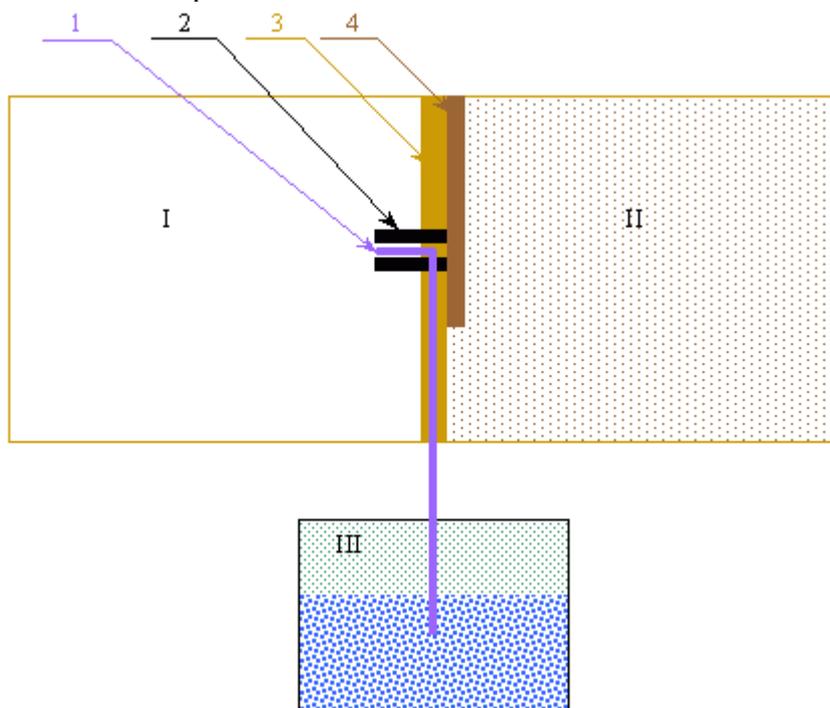


Рис. 2. Схема дросселирования газа из сосуда в сосуд при наличии третьего сосуда, наполовину заполненного жидкостью: 1 – капилляр из сосуда с жидкостью; 2 – дроссель из сосуда II с газом, находящимся под давлением p_2 , в сосуд I с давлением газа p_1 ($p_2 > p_1$); 3 – перегородка; 4 – заслонка

Из схемы видно, что при открытии заслонки газ из второго сосуда, проходя через дроссель, будет увлекать жидкость из третьего сосуда в первый. При этом мы будем наблюдать не уравнивание давлений во всех трёх сосудах, а уменьшение давления газа в третьем сосуде и частичное заполнение жидкостью первого сосуда. Одновременно с этим, расширение газа в третьем сосуде вызовет понижение его температуры, что только с одной стороны приведёт к балансу системы, но с другой стороны не приведёт к уравниванию температур и давлений, к чему сводят свои схемы все авторы, исключаяющие из рассмотрения процессы, приводящие к

разбалансу системы. Отметим, что данная особенность архиважна с точки зрения расширения понятия энтропии на развитие процессов во вселенной. Следуя подобному привычному разделению процессов, энтропия не может отражать полное состояние физического объекта, поскольку она не отражает весь комплекс физических свойств объекта, но только комплекс свойств, определяющих стремление системы к термодинамическому равновесию. Баланс же, как известно, достигается в результате равновесия действия и противодействия, из которых первое, как мы убеждаемся, исключено из определения энтропии.

Продолжим цитирование Ландау. «Причину этого (невозможности обратного перехода – авт.) легко выяснить простым подсчётом. Каждая молекула при своём движении в среднем проводит одинаковое время в обеих частях сосуда; можно сказать, что вероятность её нахождения в каждой из половин сосуда равна 1/2. Если газ можно считать идеальным, то его молекулы движутся независимо друг от друга. Поэтому вероятность найти две данные молекулы одновременно в одной половине сосуда составляет

$$(6) \quad \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{2^2};$$

вероятность же найти все N молекул газа в одной части равна 2^{-N} ... Такого же рода чудовищно малым числом ($10^{-3 \cdot 10^{10}}$) изображается, как показывает расчёт, вероятность самопроизвольного перехода всего 1 эрга тепла от тела с температурой 0°C к другому телу, температура которого на 1° больше» [4, с. 211–212].

В данном примере мы сталкиваемся с голой математизацией физических процессов, когда из-за некоторого упрощения, вводимого в процессе моделирования, окончательно выхолащивается феноменология, а сама математика доводится до абсурда. Прежде всего, взята безосновательно упрощённая схема прямоугольного ящика. Малейшие изменения данной схемы приведут к изменению вероятностей. Далее, модель ансамбля частиц сведена к двум невзаимодействующим между собой частицам. Но если это допустимо для двух частиц, то откровенно недопустимо для идеального газа, содержащего большое число частиц. Ведь идеальность определяется не отсутствием взаимодействия между частицами, а условием, что частицы между соударениями проводят значительно больше времени, а главное, что соударения упругие. В этом идеальность. При учёте же взаимодействия полностью изменяется моделирующая схема и методы её исследования. Именно поэтому в газовой среде действуют не законы математической вероятности, а закон градиента давления, который более точно описывает направленность потоков и который используется при расчёте откачивающих на высокий вакуум систем.

Аналогично и с малой вероятностью передачи тепла от молекулы с малой энергией к молекуле с большей энергией. Здесь также неприменимы законы простой вероятности событий, поскольку, если говорить конкретно о двух частицах, то передача энергии здесь определяется законами механики, в соответствии с которыми энергия не «теряется» и не «приобретается», а перераспределяется между взаимодействующими частицами. И это отражается на макроуровне перераспределением энергии в совокупной термодинамической системе. Другое дело, что в соответствии со статистическим распределением молекул по энергии, возможно взаимодействие высокоэнергетичной молекулы холодной части объёма с низкоэнергетичной молекулой нагретой части объёма. Но это не является актом передачи тепла от холодного тела к горячему, поскольку рассматривать этот процесс необходимо не в отрыве от остальных взаимодействий, а в совокупности процессов, протекающих в ансамбле молекул. И в этом ансамбле отсутствует ситуация, когда все молекулы обладают некоторыми фиксированными скоростями в течение некоторого промежутка времени. Ведь статистическая кривая только с точностью до флуктуаций фиксирует количество молекул, обладающих определёнными скоростями, но не закрепляет эти скорости за конкретными молекулами. Для того же, чтобы провзаимодействовало определённое число молекул с определёнными параметрами, они должны попасть одновременно в общие точки, сохранив свои энергии в течение некоторого промежутка времени до и после взаимодействия. Но именно это и невозможно, как невозможно, чтобы провзаимодействовали только те молекулы, которые нас интересуют, и не провзаимодействовали те молекулы, которые нас не интересуют. Не интересующие нас взаимодействия будут значительно более частыми, поскольку в нагретом объёме высокоэнергетичных молекул больше. И данные расчёты уже не будут отражать ту вероятность, которую показывал Ландау, как будет отсутствовать и какая-либо вероятность

передачи энергии от ансамбля с меньшей энергией молекул к ансамблю с большей энергией молекул.

Но главная ошибка, заложенная в подобного типа расчёты, заключена опять-таки в том, что не учитывается предыстория, в которой неравновесная ситуация была создана. Ведь если бы процесс имел одну направленность, то мы не могли бы проводить эксперименты по диффузии, поскольку с точностью до малых флуктуаций подобные процессы были бы невозможны в силу своей необратимости. Именно поэтому все авторы особо оговаривают, что создание подобных неравновесных ситуаций невозможно без внешнего источника энергии. Но откуда может взяться этот внешний источник энергии, если будет отсутствовать процесс концентрации энергии в некотором ограниченном объёме? Химические реакции? А что, собственно, они собой представляют? Две или несколько молекул объединили свои внешние электроны и при этом выделилась энергия. При этом результат реакции нагрелся. А следовательно, та энергия, которая привела к нагреву двух исходных молекул, находилась в самих же этих молекулах, но не вне. При этом получается, что результирующая температура некоторого ансамбля молекул может возрасти, если мы не будем ограничиваться исключительно линейными процессами, а будем учитывать при формировании гносеологических выводов весь комплекс явлений, в том числе химических, ядерных, термоядерных и т.д. Но тогда и на понятие энтропии необходимо взглянуть не с точки зрения искусственно подобранных и «причёмсанных» экспериментов, а с точки зрения всего комплекса явлений, которые отражают баланс энергии, как в локальном объёме, так и во вселенной в целом.

3. Анализ понятия консервативности термодинамической системы

С учётом сделанных первичных заключений о направлении уточнения сущности энтропии, проведём исследование понятия консервативности термодинамической системы.

Как известно, под консервативной системой понимается такой выделенный объём или система материальных тел, энергетический обмен которых с окружающей средой отсутствует. Не будем вдаваться в экспериментальные подробности, как не будем акцентировать внимание на неидеальности изоляции, но рассмотрим вопрос в целом. Хотя, с другой стороны, как мы могли видеть в предыдущем пункте исследования, идеальную изоляцию, особенно при изотермических процессах, обеспечить принципиально невозможно. В частности, «изотермический процесс происходит при постоянной температуре ($T = const$). Из уравнения Менделеева – Клапейрона следует, что для этого процесса справедлив закон Бойля-Мариотта:

$$(7) \quad pV = const .$$

Для практического осуществления изотермического процесса необходимо обеспечить тепловой контакт между газом и массивным телом» [10, с. 203].

Зададимся вопросом: является ли требование практической реализуемости процесса следствием неидеальности изоляции или обусловлено неидеальностью самого исследуемого тела? В принципе, «Приток или отдача тепловой энергии могут быть обусловлены различными физическими явлениями. В приложениях наиболее важны следующие физические механизмы подвода тепла.

1. Теплопроводность – явление обмена средней тепловой энергией между частями среды, находящимися в непосредственном контакте, которое происходит за счёт механических взаимодействий и столкновений при тепловом движении молекул, атомов, электронов и других частиц, составляющих среду. Теплопередача, обусловленная теплопроводностью, существенным образом связана с макроскопическим неравномерным распределением температуры по объёму тел.

2. Тепловое излучение и поглощение излучения – явление, обусловленное изменениями возможных состояний элементарных частиц (молекул, атомов, электронов и т.п.), из которых составлена среда.

3. Тепловыделение, обусловленное электрическими диссипативными процессами, и, в частности, джоулево тепло, выделяемое внутри тела при наличии электрического тока.

4. Иногда можно с помощью дополнительного условия относить к внешнему притоку тепла $dq^{(e)}$ некоторые части приращения внутренней энергии dU и работы внутренних сил $dA^{(i)}$ путём переноса этих членов в правую часть уравнения притока тепла. Например, изменение внутренней энергии за счёт химических превращений или фазовых переходов, связанных с тепловыделением или теплопоглощением, можно заменить внешними притоками тепла и

учитывать только изменение внутренней энергии за счёт изменения температуры, механических параметров и, возможно, других изменяющихся свойств среды» [9, с. 217].

В приведенном перечне нас интересует четвёртый пункт, который откровенно отличается от всех предыдущих. Мы видим, что в этом пункте признаётся существование внутренних ресурсов термодинамической системы, за счёт которых состояние данной системы может быть изменено без связи с внешними источниками, и это не вписывается в общее понятие консервативной системы, ограниченной процессами теплопередачи. Именно поэтому Седов предлагает исключать данные внутренние ресурсы системы из списка внутренних путём чисто формального переноса соответствующих членов в уравнении притока тепла. Но, как известно, подобная формальная математическая операция не способна изменить феноменологию процесса, но только способна помочь решению математических уравнений. В моделировании данные источники всё равно останутся внутренними и это должно быть отражено и в моделировании процессов, и в определении термодинамических параметров. Без этого мы приходим к противоречию, с последующим искажением наших физических представлений. И это несложно показать, проделав операцию переноса, предложенную Седовым и проанализировав следствия.

Итак, предположим, что мы перенесли внутренние источники тепла, записав их во внешние. Прежде всего, мы должны при этом признать, что мы изменили и внутреннюю энергию dU на величину данных источников. Но это не всё. Согласно существующим представлениям, основанным на отсутствии внутренних источников в консервативной системе, «если внешние параметры не изменяются (работа внешних сил равна нулю), то энергетические уровни системы остаются неизменными. В этом случае энергия, подводимая в систему извне, идёт на изменение распределения вероятностей» [11, с. 392]. Но главное состоит в том, что «если изолировать затем систему и предоставить её самой себе, то с течением времени система неизбежно должна будет прийти в состояние статического равновесия. Действительно, мы говорили, что состояние сложной системы не зависит от её начального состояния. Поэтому если время наблюдения достаточно велико, то основную часть времени наблюдения система проводит в состоянии статистического равновесия независимо от того, в каком состоянии она находилась в начальный момент. По прошествии времени релаксации τ система, первоначально находившаяся в неравновесном, мало вероятном состоянии, переходит в наиболее вероятное, равновесное состояние» [11, с. 392].

Таким образом, если источники тепла внешние, то их тем или иным способом можно изолировать, и только при изоляции данных источников мы приходим к условиям, положенным в основу определения энтропии. Но внутренние источники невозможно изолировать от самой системы и далеко не всегда возможно дождаться момента исчерпания их внутренней энергии. Вместе с тем, именно эти источники, заложенные в условие баланса природных явлений, как раз и позволяют нам выводить термодинамическую систему из равновесия. Для того, чтобы это продемонстрировать, рассмотрим следующую внешне достаточно простую схему. Выделим в некотором свободном пространстве, удалённом от источников тепла и гравитирующих тел, некоторый объём межгалактического газа, очистив его предварительно от пыли. Плотность газа в указанных условиях, как известно, составляет одну-две молекулы на кубический миллиметр и кинетическая температура всего несколько Кельвинов, поэтому у нас есть все основания считать данный объём газа идеальным. Заизолировав данный объём, мы с полной уверенностью можем утверждать, что через некоторое время в этом объёме установится термодинамическое равновесие в полном соответствии с однонаправленностью теплопереноса. Убедившись в достижении равновесия внутри объёма, присоединим к нему точно такой же объём и убедимся, что через некоторое время в совокупном объёме тоже установится тепловое равновесие. Продолжим данную операцию присоединения объёмов, доводя наш совокупный изолированный объём до масштаба парсека и более. В результате на определённом этапе мы получим процесс, описанный Шкловским в его работе «Звёзды: их рождение, жизнь и смерть» [12], а развитие процесса – во второй главе нашей работы «Некоторые аспекты эволюции Земли» [13].

«Положим, что у нас имеется некоторое облако радиуса R , плотность которого ρ и радиус R постоянны. Условием того, что облако под действием собственной гравитации начнет сжиматься, является отрицательный знак полной энергии облака. Последняя состоит из отрицательной гравитационной энергии W_g взаимодействия всех частиц, образующих облако, и положительной тепловой энергии этих частиц W_T . Отрицательный знак полной энергии означает,

что силы гравитации, стремящиеся сжать облако, превосходят силы газового давления, стремящиеся рассеять это облако во всем окружающем пространстве. Далее имеем:

$$W_T = \frac{A}{\mu} \bar{\rho} T \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 ,$$

где $A = 8,3 \cdot 10^7$ эрг/моль · кельвин, μ – молекулярный вес, $\bar{\rho}$ – средняя плотность облака. В то же время гравитационная энергия

$$W_g \approx -\frac{GM^2}{R} \approx G\bar{\rho}^2 16R^5 .$$

Мы видим, что W_T при постоянной плотности облака ρ и температуре T растет с ростом R как R^3 , в то время как $W_g \sim R^5$, т.е. с ростом R растет гораздо быстрее. Следовательно, при данных ρ и T существует такое R_1 , что при $R > R_1$ облако под действием собственной гравитации неизбежно будет сжиматься. Когда задана масса M облака, R_1 определится формулой

$$(8) \quad R_1 = \frac{\mu GM}{AT} \approx \frac{0,2}{T} \cdot \frac{M}{M_\odot} \text{ парсек} .$$

В этом случае (т.е., если заданы масса и температура облака), если размер облака $R < R_1$, оно будет *сжиматься*.

Легко убедиться, что "обычные" облака межзвездного газа с $M \sim M_\odot$ и $R \sim 1$ парсек *не будут* сжиматься собственной гравитацией, а газопопылевые комплексы с $M \sim 10^3 - 10^4 M_\odot$, $T \sim 50^\circ$ и радиусом порядка десятков парсек будут ... Рассмотрим случай, когда масса облака равна массе Солнца, а его температура 10 К. Тогда из формулы (8) следует, что такое облако будет сжиматься, если его радиус меньше 0,02 парсек. Следовательно, плотность такого облака будет $2 \cdot 10^{-18}$ г/см³, а концентрация газа в нем $\sim 10^6$ см⁻³ – величина довольно значительная. Если же масса облака будет 10 солнечных масс, то, как можно убедиться, средняя концентрация частиц газа, при которой облако начинает сжиматься, будет значительно меньше, $\sim 10^4$ см⁻³... облака с такой концентрацией газа действительно наблюдаются» [12, с. 56–57].

Из описания следует, что увеличив размер нашего изолированного объема с идеальным газом до размеров, при которых выполняется условие (8), мы приходим к ситуации самопроизвольного сжатия облака с одновременным его нагревом и излучением энергии в окружающее пространство. При этом, во-первых, данный процесс является самопроизвольным в той же степени, что и теплоперенос, во-вторых, он обусловлен исключительно внутренними силами нехимической природы. Химические, термоядерные и т.д. процессы начнутся не на стадии сжатия облака, а как следствие формирования определённой структуры протозвезды. Излучать же облако начнёт практически с самого начала своего сжатия. Если мы теперь в полном соответствии с методикой нахождения энтропии данного процесса возьмём в качестве температуры исходную температуру газа, т.е. порядка нескольких Кельвинов, и учтём излучение энергии системой, то получим

$$(9) \quad dS = -\frac{dQ}{T} < 0 .$$

Иными словами, энтропия изолированной термодинамической системы, содержащей внутренний источник, является отрицательной. Причём мы не можем утверждать, что данный источник появляется исключительно при выполнении условия Шкловского. Этот источник проявляет себя при данном условии, но взаимодействие между молекулами осуществляется и в малых изолированных объёмах. Просто это взаимодействие не критическое. Вместе с тем, именно комплексное взаимодействие между молекулами приводит к тому, что сжимая идеальный газ, мы в результате можем добиться его перехода в жидкое состояние. Это означает не нарушение идеальности в том стандартном понимании невзаимодействия между молекулами газа, а то, что те силы, те внутренние источники, которыми мы пренебрегали в условиях идеального газа, проявляют себя. Именно с учётом данного фактора связано господствующее мнение: «Наоборот, после того как замкнутая система пришла в состояние равновесия, подавляюще маловероятным был бы самопроизвольный выход системы из этого состояния» [4, с. 211]. И это в

то время, как всем исследованиям, связанным с приходом системы в равновесие, предшествуют действия, выводящие исходную термодинамическую систему из равновесия.

Одновременно данный вывод говорит о том, что рассматривая изолированную термодинамическую систему в наиболее полном её смысле, мы не имеем права ограничиваться учётом процесса теплопереноса, но должны учитывать и внутренние источники, поддерживающие баланс системы. И наоборот, пренебрегая в случае локальных изолированных термодинамических систем внутренними источниками, мы не имеем права обобщать результаты на общее понятие изолированной термодинамической системы. Общее понятие предполагает не только однонаправленность теплопроводности от нагретых тел к холодным, но и наличие внутренних взаимодействий между молекулами среды, которые при определённых условиях способны локализовать энергию в некоторой области пространства, и баланс этих двух начал определяет развитие термодинамических процессов во вселенной.

4. Уточнение понятия необратимости термодинамических процессов

Исследуя в предыдущих пунктах модели термодинамических систем, мы постоянно сталкивались с понятием необратимости термодинамических процессов, и увидели, что данная необратимость связывается исключительно с процессом теплопроводности при исключении всех физических процессов, приводящих к разбалансу системы, изучаемых исследователями путём изоляции предварительно разбалансированной термодинамической системы от внешних воздействий. Также мы сталкивались и с тем, что изоляция системы порой осуществлялась чисто условно, путём игнорирования реальных физических процессов, сопутствующих процессу теплопереноса, не говоря уже о тех процессах, которые ему не сопутствуют. В частности, на примере модели, приведенной Р.В. Полем, мы могли видеть, что он игнорировал факт нагрева газа, который должен предшествовать совершаемой газом работе, как не учтён был должным образом и сам процесс работы, совершаемой поршнем, который предполагает наличие разности давлений, а не только давление расширяющегося газа. В то же время, когда поднимается вопрос о причинах необратимости термодинамических процессов в системах, то авторы, как правило, указывают именно те процессы, которые игнорировали в своих моделирующих схемах. «Пусть какое-нибудь тело скользит по другому телу. Благодаря трению это движение будет постепенно замедляться и, в конце концов, система придёт в состояние теплового равновесия, причём движение прекратится. Кинетическая энергия двигавшегося тела при этом перейдёт в тепло, т.е. в кинетическую энергию беспорядочного движения молекул обоих тел» [4, с. 210]. Однако именно этим диссипативным процессом трения обусловлен результат перехода энергии взаимного движения тел в тепловую энергию молекул этих тел.

Все эти особенности находят отражение и в определениях обратимости термодинамических процессов. «Все обратимые процессы характеризуются тремя признаками: обратимые процессы допускают (в случае необходимости посредством соответствующего вспомогательного приспособления) обратный ход путём простого изменения направления пути; восстановление исходного состояния не требует *никакого* подвода энергии; обратимый процесс не оставляет *ни в одном* из участвующих тел *длительного* изменения состояния» [8, с. 432]. В качестве примера, подтверждающего приведенную формулировку, Р.В. Поль приводит следующий опыт квазистатического превращения жидкости в её насыщенный пар. «Мы видим на рис. 3 В цилиндр с поршнем.

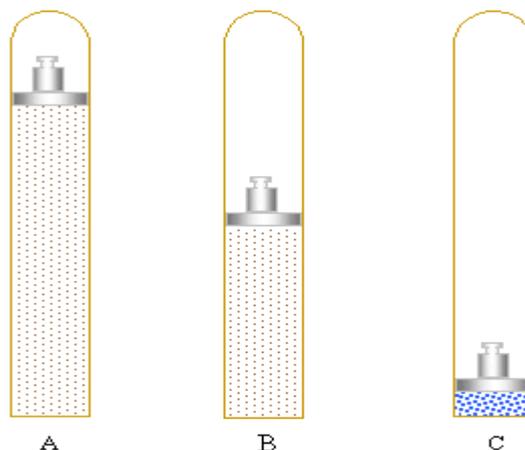


Рис. 3. К обратимому испарению. Схема

Под поршнем находится жидкость, а между поверхностью жидкости и поршнем её насыщенный пар. Поршень нагружен гирей, выше поршня воздух из цилиндра выкачан. Выбором гири можно сделать давление практически равным давлению насыщения. Тогда поршень или очень медленно поднимается и вся жидкость превращается в пар, случай А; или он очень медленно опускается и весь пар превращается в жидкость, случай С. В качестве хранителя тепла в этом случае служит окружающая среда. *Поглощение тепла* при испарении, как и *выделение тепла* при конденсации, происходит здесь квазистатически и поэтому *обратно*. Достаточно *сколь угодно мало* изменения температуры, чтобы процесс направить в ту или другую сторону» [8, с. 432]. Как видно из описания эксперимента, наблюдается полностью противоположная картина. Для того, чтобы по желанию превратить жидкость в пар и обратно, нам необходимо применять внешнюю силу, которой в данном случае является сила земного притяжения, и подвести определённое количество теплоты от внешнего источника. Если бы Р.В. Поль попытался провести подобный эксперимент на земной орбите в состоянии невесомости, он вынужден был бы применять вместо гири вполне конкретное устройство, совершающее работу внешних сил над исследуемым объёмом. Именно понимая это, автор сам соглашается, что объём не изолирован и в зависимости от процесса, внешняя среда является хранилищем или источником превращений в исследуемом цилиндре. Внешне это очень похоже на ситуацию с изобретателями вечного двигателя, которые, как правило, не обращают внимание на земное тяготение, учитывая его как нечто естественное, а потому не связывая с понятием силы и работы.

Но возможно, и в данном случае определение и пример, приведенные Р.В. Полем, не совсем корректны? Проанализируем другие определения обратимости процессов. «**Обратимый процесс** – процесс перехода системы из одного состояния в другое, с которым можно сопоставить реально возможный обратный переход, последовательно повторяющий в обратном порядке все промежуточные состояния рассматриваемого процесса» [14, с. 469]. Причём «процессы, протекающие в природе, как правило, не удовлетворяют этому условию и являются необратимыми, и только некоторые из них при идеализированных условиях можно рассматривать как обратимые процессы» [там же]. Как мы видим, данное определение фактически повторяет определение, данное Р.В. Полем, но отличается значительно меньшей конкретностью. У Р.В. Поля чётко указано, что обратимость достигается взаимодействием с окружающей средой, а в данном определении только неопределённо констатируется факт неполной обратимости процессов, что в сущности не снимает вопрос о полной обратимости при условиях, указанных Р.В. Полем.

Ничего нового к этому не добавляет и формулировка, данная Седовым. «Процесс, протекающий от некоторого состояния *A* к состоянию *B*, называется обратимым, если для каждого промежуточного состояния все уравнения для бесконечно малых приращений параметров удовлетворяются также при замене знаков этих приращений на обратные. Таким образом, если некоторая последовательность состояний образует в пространстве состояний обратимый процесс, то эту последовательность система может проходить как в прямом, так и в обратном направлении» [9, с. 210]. Исходя из данного определения, все вышеописанные необратимые процессы в действительности являются обратимыми. Действительно, если мы исследуем процесс расширения газа в пустое пространство и при этом считаем процесс необратимым, то мы точно так же можем исследовать процесс сжатия газа, считая этот процесс тоже необратимым. Ведь сняв нагрузку, мы никогда не получим полного возврата системы в исходное положение из-за неминуемых потерь энергии. Точно так же, исследуя фазовый переход, мы тратим определённое количество тепла для перехода жидкости в пар, но при исследовании обратного перехода пара в жидкость мы с точностью до потерь получаем своё тепло обратно. Фактически это подтверждает и Седов своим примером обратимого процесса. «Исследования показывают, что иногда практически можно считать обратимым даже быстро протекающий процесс истечения частиц газа из сопла реактивного двигателя, в котором частица газа переходит за время порядка тысячных долей секунды от состояния практического покоя с давлением порядка 70 атм в камере сгорания реактивного двигателя к состоянию движения со скоростью порядка 3000 м/сек и с почти нулевым давлением в свободном пространстве» [9, с. 211]. Данный пример, приведенный Седовым, в отличие от ранее рассмотренного примера самопроизвольного расширения газа, приведенного Ландау, отличается только тем, что в первом случае источник давления находится в самой камере сгорания, а в примере Ландау предварительное сжатие газа было произведено до начала проведения эксперимента, что в сущности уже не принципиально, поскольку зависит не от

феноменологии процесса, как такового, а от личного решения экспериментатора, предполагающего учитывать или не учитывать полноту экспериментальных параметров.

И это также отражается в определениях необратимости процессов, поскольку согласно определению, «необратимые процессы – процессы, которые могут самопроизвольно протекать только в одном направлении. К ним относятся процессы диффузии, теплопроводности, вязкого течения, расширения газов в пустоту и т.п.» [15, с. 413]. Причём «в замкнутых системах необратимые процессы сопровождаются возрастанием энтропии, в открытых системах энтропия при необратимых процессах может оставаться постоянной и даже убывать, но во всех случаях положительна величина производства энтропии» [там же]. Аналогично «Противоположностью обратимых процессов являются процессы необратимые. К ним относятся, прежде всего, диффузия, дросселирование, внешнее и внутреннее трение, пластические деформации тел, теплопроводность при исчезающе малой разности температур, передача тепла через излучение и, наконец, все протекающие не бесконечно медленно химические реакции. Необратимые процессы характеризуются *тремя признаками*.

1. *Все необратимые процессы сами по себе протекают только в одном направлении. ...*

2. *При всех необратимых процессах работа растрачивается ...*

3. *В замкнутых системах необратимые процессы приводят к длительным изменениям состояния»* [8, с. 433–434].

Как видим, к необратимым относят не только процессы, связанные непосредственно с диссипацией энергии, такие как теплопроводность и трение, но и процессы диффузии и расширения газа. Хотя тут же сами авторы приводят эти процессы как обратимые. В частности, в отношении диффузии можно провести очень простой и наглядный эксперимент. Возьмём два газа, значительно различающихся по молекулярному весу, и поместим их в некоторый большой сосуд, предварительно разделённый перегородкой на две равные половины. При открытии перегородки мы будем наблюдать процесс диффузии, но он будет не таким однонаправленным, как описывается обычно. В результате по прошествии длительного времени газы не перемешаются, как это предполагается, а снова разделятся. Тяжёлый газ займёт положение внизу сосуда, а лёгкий газ займёт верхнюю часть. Диффузия ограничится при этом некоторым пограничным слоем. Да, это связано с воздействием внешнего гравитационного поля, но вместе с тем, как мы могли убедиться выше, все обратимые процессы связаны неразрывно с совершением внешней работы. Только путём изменения направления притока тепла или совершением работы мы можем изменить направление протекания процесса.

В то же время в природе действительно существуют однонаправленные процессы, такие как теплопроводность, тепловое излучение, но эти процессы локальны и обуславливают процесс диссипации тепловой энергии. Но и процесс гравитационного сжатия вещества сам по себе в отрыве от динамического баланса тоже можно отнести к необратимым процессам, поскольку невозможно в рамках данного процесса обеспечить самопроизвольное расширение газового облака до исходных размеров. Причём, как мы могли убедиться, производство энтропии при гравитационном сжатии отрицательно, что также ставит под сомнение и существующее мнение о неизбежном росте энтропии, и расчёты энтропии, что мы постараемся прояснить ниже.

Если же касаться именно необратимости процессов, обусловленной присутствием диссипативных процессов, то можно с уверенностью сказать, что энтропия данных систем будет отрицательна, а не положительна, как это принято считать.

Действительно, если необратимость процессов обусловлена именно потерей энергии при круговом процессе в результате рассеяния в окружающее пространство, то подобные системы автоматически не могут рассматриваться как изолированные; иными словами, все необратимые процессы, связанные с потерей энергии, являются открытыми. «В случае *необратимого кругового процесса* имеем

$$(10) \quad \oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0,$$

так как в таком процессе появляются *отрицательные теплоты δQ* , которые объясняются потерями теплоты (трение и др.) и возрастанием её рассеяния. Для такого процесса понятие энтропии

$$(11) \quad \int \frac{\delta Q}{T}$$

не имеет определённого значения» [16, с. 310]. Хотя последний вывод Росселя о неопределённости энтропии в подобных круговых процессах не совсем точен и скорее связан с желанием, несмотря на противоречие, доказать возрастание энтропии при явном её убывании. Ведь дальше по тексту он сам записывает энтропию системы для прямой и обратной ветвей цикла и сам факт, что для обеих ветвей энтропия определена, говорит о том, что и для цикла в целом энтропия определена и действительно имеет отрицательное, а не положительное значение.

Заканчивая вопрос об обратимых и необратимых процессах, мы можем на основе анализа сказать, что в принципе, если рассматривать идеальные системы без энергетических потерь, то обратимость процессов может быть определена в двух смыслах.

В узком смысле конкретных процессов в локальных изолированных системах без учёта предыстории и энергетических потерь, обусловленных неидеальностью изоляции системы, большинство процессов, которые в настоящее время считаются необратимыми, таковыми являются. В частности, действительно, в локальной термодинамической системе газ, расширившийся в свободное пространство, невозможно вернуть в исходный объём без дополнительной внешней работы. Вместе с тем, данная необратимость условна и ограничена рамками конкретного эксперимента. Расширять результаты эксперимента на какие-либо глобальные физические системы полностью неправомерно. И обусловлено это тем, что, как было нами показано выше, все подобные эксперименты были бы невозможны, если бы мы предварительно за счёт этих самых внешних сил и источников не вывели систему из равновесия. Фактически все подобные локальные необратимые процессы при этом можно отнести к явлениям, обеспечивающим возврат системы из возбуждённого состояния в устойчивое. Явления же, которые способствуют возбуждению системы к данному типу процессов не относятся, поскольку, как правило, имеют глобальный характер. Одним из такого рода глобальных процессов является самопроизвольное гравитационное сжатие облаков газа в астрономических масштабах.

В широком смысле мы можем говорить о необратимости процессов, имея в виду всего три типа процессов. Это теплопередача, тепловое излучение и самопроизвольное гравитационное сжатие. Это три процесса, которые и обеспечивают всё основное многообразие форм преобразования энергии во вселенной, в том числе и химической, ядерной, термоядерной и т.д. Необратимость каждого из перечисленных процессов обусловлена тем, что мы в соответствии с законами механики не способны передать энергию от тел с малой энергией к телам с большой энергией, а значит не способны изменить направленность процесса теплопроводности; мы не способны изменить направление распространения ЭМ волн, а значит, не способны обратить процесс излучения тела, и наконец, не способны изменить направленность самопроизвольного гравитационного сжатия, вследствие того, что оно в отличие от электрического взаимодействия обладает только одним знаком, соответствующим притяжению между телами. Последнее совсем не означает, что мы не способны создать условия для антигравитации. Но эти условия будут, во-первых, локальными, а во-вторых, не будут соответствовать самопроизвольным процессам. Для создания мы вынуждены будем использовать дополнительную энергию, возбуждая локально силы, компенсирующие гравитационное притяжение.

В принципе, из трёх перечисленных процессов реально имеют место только два процесса, поскольку теплопроводность и тепловое излучение имеют, в сущности, общую природу и могут быть отнесены к диссипативным явлениям, т.е. к явлениям, обеспечивающим усреднение энергии в пространстве. Гравитационное же сжатие относится к явлениям, локализуя энергию. Эти два явления и обеспечивают баланс энергии во вселенной.

Дополнительным важным моментом в данном выводе является то, что гравитационная концентрация энергии источника не может быть осуществлена локально, поскольку силы гравитации слишком слабы для локального действия. Поэтому в локальных системах отсчёта ими как правило и закономерно пренебрегают. Вместе с тем, все локальные источники энергии могут быть образованы исключительно на основе глобальных источников, используя физические явления, связанные с явлениями диссипации энергии. Тем самым все источники, которые используются в локальных изолированных термодинамических системах, фактически способствуют диссипации энергии основного источника. Диссипативные же явления проявляются как глобально, так и локально, нарушая в локальных системах термоизоляцию и принуждая экспериментаторов компенсировать потери на трение и излучение за счёт внешнего источника энергии. Именно поэтому при анализе термодинамического состояния системы они играют столь значительную роль. Но диссипативные явления, как уже было сказано, проявляют себя и глобально путём излучения звёзд и их систем, воздействуя на близлежащие облака газа и

возбуждая их. Одновременно с этим диссипативные явления способствуют возникновению новых флуктуаций в межзвёздной среде, приводящих к зарождению новых очагов локализации энергии. Но не только диссипативные процессы способствуют возникновению новых источников энергии. Отличие представленной системы от устоявшегося представления о термодинамическом балансе заключается в том, что в данном случае ни диссипативные процессы не способны изменить знак гравитационного взаимодействия материи, ни гравитационное взаимодействие не способно блокировать диссипативные процессы. Указанные процессы идут независимо друг от друга и в термодинамическом отношении встречно друг другу. Единственное влияние, которое они могут оказывать друг на друга, это только опосредованно через другие явления. Так, нагрев вещества в результате сжатия препятствует дальнейшему сжатию, а образование эффективной теплоизолирующей оболочки вокруг ядра звезды как источника энергии в определённой степени снижает интенсивность теплоотдачи источника. Но на этом уровне взаимные влияния ограничиваются. Повлиять же на сам процесс диссипации гравитационные силы не способны, как и диссипативные процессы не способны предотвратить гравитационное сжатие, условием которого является только плотность и объём материальной субстанции в некоторой области пространства. Как следствие этого, термодинамическое равновесие в полном смысле этого слова достигнуто быть не может, но возможен только постоянный непрерывающийся встречный процесс, балансирующий термодинамическую систему как целое без приведения данной системы в неограниченное во времени термодинамическое равновесие ни в глобальном, ни в локальном масштабе. Именно поэтому встречное действие данных явлений не может рассматриваться в виде некоторой флуктуации. Для этого система должна была бы находиться в устойчивом асимптотическом равновесии. Но именно данное равновесие и невозможно, поскольку для гравитационного сжатия не требуется внешний источник энергии. Неоднородности могут только способствовать процессу, но не являются его определяющим условием. С возникновением процесса самопроизвольного сжатия неминуем нагрев газовой среды, что включает механизм диссипации энергии, который не предотвращает гравитационное сжатие, но жёстко связан с этим процессом, приводя в результате долгого развития звезды к полной диссипации энергии источника.

В связи с вышеописанным, роль энтропии становится принципиально иной, и нам важно уточнить эту роль, тем самым оценив реальную описательную функцию данного параметра как в локальном, так и в глобальном понимании термодинамических процессов.

5. Анализ феноменологического описания энтропии

Как известно, феноменологическое описание понятия энтропии непосредственно связано с понятием работы, производимой над некоторой термодинамической системой. «К сожалению, принятая в настоящее время терминология не вполне удачна. Действительно, термины «работа» и «теплота» имеют двоякий смысл. С одной стороны, работа и теплота – это две различные формы передачи энергии, а с другой – количество переданной энергии. Поэтому во втором случае правильнее было бы говорить не о «совершённой работе» или «сообщённом количестве теплоты», а об энергии, переданной, соответственно, в форме работы или в форме теплоты. Однако в дальнейшем, ради краткости, там, где это не вызывает путаницы, мы будем пользоваться общепринятой терминологией, вкладывая в неё вышеуказанный смысл» [10, с. 193].

Как известно, «Первое начало термодинамики представляет частный случай закона сохранения энергии в применении к тепловым процессам. Если количество тепла, получаемое системой и выраженное в механических единицах, равно δQ , то первое начало термодинамики гласит:

$$(12) \quad \delta Q = -\delta W + \delta E ,$$

где $(-\delta W)$ – механическая работа, которую производят внешние силы над системой, получающей тепло. Разность $\delta Q - (-\delta W)$ между полученным теплом и произведенной работой представляет часть тепла, затраченную на изменение внутреннего состояния системы. Величина E , представляющая функцию внутреннего состояния системы, получила название внутренней энергии» [11, с. 384–385].

При этом «в основу молекулярной теории тепловых свойств вещества мы положим следующее весьма естественное допущение: «Внутренняя энергия макроскопического тела тождественно со средней энергией $\bar{\epsilon}$, вычисленной по законам статистической физики»... Это

допущение можно сформулировать иначе: «Внутренняя энергия всякого макроскопического тела представляет энергию теплового движения молекул, из которых построено тело» [там же, с. 386].

Учитывая ранее проанализированные аспекты, несложно увидеть ограниченность данных формулировок, применимых исключительно к локальным системам, в которых пренебрегают источниками энергии, даже такими как химическая энергия, не говоря уже об источниках глобального характера. В то же время, в частности, «химические процессы характеризуются переносом не только энергии, но и вещества. Поэтому, рассматривая, например, изобарный потенциал, необходимо учитывать, что изменение количества молей какого-то компонента при сохранении постоянного количества всех остальных компонентов и при постоянных T и p будет на какую-то величину изменять значение изобарного потенциала. Приращение количества химической энергии при реакции будет выражаться как произведение μdm , где μ – химический потенциал; dm – изменение массы.

Математически химические потенциалы представляют собой частные производные характеристических функций по числу молей данного компонента системы при постоянных значениях независимых параметров и количествах остальных компонентов:

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mu_1 = \left(\frac{\partial U}{\partial m_1} \right)_{V, S, m_2, m_3, \dots} ; \\ \mu_1 = \left(\frac{\partial H}{\partial m_1} \right)_{p, S, m_2, m_3, \dots} ; \\ \mu_1 = \left(\frac{\partial F}{\partial m_1} \right)_{U, T, m_2, m_3, \dots} ; \\ \mu_1 = \left(\frac{\partial Z}{\partial m_1} \right)_{p, N, m_2, m_3, \dots} . \end{array} \right.$$

(где dU , dH , dF , dZ – приращение внутренней энергии системы, энтальпии, свободной энергии системы и изобарного потенциала соответственно – авт.)

Химический потенциал можно рассматривать как работу химических сил, совершаемую при изменении количества какого-то компонента в системе при постоянстве параметров и массы всех остальных компонентов» [17, с. 26].

С учётом данной особенности изменяется и математическая запись первого начала термодинамики (12). «Когда система обладает n степенями свободы, закон сохранения и превращения энергии можно записать в виде приращения внутренней энергии системы, приравненного к сумме всех n количеств взаимодействия:

$$(14) \quad dU = dQ - dA + dW + dZ + \dots$$

или через параметры состояния

$$(15) \quad dU = TdS - pdV + Ede + \mu dm + \dots \text{ [17, с. 16];}$$

здесь dQ – изменение теплоты в системе, dA – работа, произведенная системой, de – изменение заряда системы.

Из приведенной записи (14), (15) следует, что в термодинамической системе могут присутствовать некоторые источники энергии, и не только локальные, к которым относится химическая энергия, но и такие глобальные, как ранее рассмотренная нами энергия самопроизвольного сжатия вещества данной системы. При этом Бабушкин правильно записал закон сохранения в форме (14), выразив внутреннюю энергию системы через все внутренние и внешние влияющие факторы, поскольку эти факторы изменяют внутреннюю термодинамическую энергию системы и зачастую могут быть совсем не связанными с искусственно введенным в данную систему количеством тепла. Теперь мы уже не имеем права представить температуру в системе в виде [17, с. 24]

$$(16) \quad \left(\frac{dU}{dS} \right)_V = T,$$

поскольку энтропия характеризует, согласно (15), только изменение параметров системы вследствие воздействия внешних тепловых источников, а внутренняя энергия в общем случае

изменяется как под действием внешних, так и под действием внутренних источников и температура системы зависит от этого комплексного воздействия. Ограничиваясь же только постоянством объёма, как и записывая первый закон термодинамики в стандартном виде (12), мы фактически связываем подведенное извне количество тепла с полным изменением внутренней энергии системы. Поэтому связь между изменением внутренней энергии и энтропией системы справедлива исключительно при отсутствии внутренних источников, способных изменять термодинамический баланс системы. Если же, как в случае с химической энергией, в результате реакции температура системы понизилась или повысилась, в связи с чем изменилась и производимая системой работа, то энтропия данную особенность учесть уже не способна, поскольку она характеризует только изменение кинетической энергии ансамбля вследствие подвода или отвода тепла от системы. Аналогично и в случае самопроизвольного гравитационного сжатия. Появляющееся при этом излучение, как было нами установлено, обусловлено исключительно внутренней энергией ансамбля молекул, а точнее, их гравитационным взаимодействием. На кинетическую энергию ансамбля это в исходном состоянии до начала сжатия не влияет, но влияет на концентрацию плотности энергии, образующейся в результате сжатия, которую возможно оценить на основе расчётов зависимости давления в однородном теле, приведенном нами в [18].

Для расчёта возьмём некоторый шарообразный объём газа, например, молекулярного водорода, удовлетворяющий условию Шкловского (8). Для этого предположим, что масса этого газа равна $M_{cloud} = 10M_{\odot} = 1,991 \cdot 10^{34}$ г и начальная температура $T = 4^{\circ}K$. Тогда радиус данного шара будет равен

$$(17) \quad R_0 = \frac{0,2}{T} \cdot \frac{M_{cloud}}{M_{\odot}} = 0,5 \text{ парсек} .$$

Предполагая, что до начала сжатия газ был равномерно распределён по объёму, мы можем определить исходное давление газа, знание величины которого нам необходимо будет при последующих расчётах. Учитывая большую разреженность газа в межзвёздных облаках, мы можем считать газ идеальным и определить его давление на основе законов газовой динамики

$$(18) \quad p_0 = \frac{M_{cloud}}{m_m V_0} RT = \frac{3M_{cloud}}{4\pi m_m R_0^3} RT ,$$

где $R = 8,31696$ Дж/град·моль – газовая постоянная, $m_m = 2 \cdot 1,0079$ г/моль – молярная масса молекулярного водорода. Подставляя в (18) известные значения, получим $p_0 = 2,15 \cdot 10^{-14}$ Н/м² = $2,86 \cdot 10^{-12}$ мм.рт.ст. Полученное значение исходного давления подтверждает справедливость исходного предположения о возможности представления газа в объёме как идеального.

Теперь предположим, что газ в объёме без внешних воздействий, но исключительно под действием собственного гравитационного поля квазистатически сжимается к центру. Учитывая изолированность газа от внешних воздействий (по условию), а также то, что в процессе сжатия ни один из параметров газового континуума не поддерживается постоянным, мы можем предполагать адиабатический характер процесса. При этом как минимум на этапе первичного сжатия облака будет выполняться условие

$$(19) \quad pV^{\eta} = const ,$$

где η – постоянная Пуассона. Для двухатомного газа, которым является молекулярный водород, $\eta = 1,4$.

Для дальнейших расчётов нам желательно видоизменить выражение (19), записав его в виде связи между давлением и плотностью вещества. Для этого выделим некоторый бесконечно малый объём δv сжимающегося газа. Для него, учитывая (19), будет справедливо равенство [19, с. 21]:

$$(20) \quad p_1 (\delta v_1)^{\eta} = p_0 (\delta v_0)^{\eta} ,$$

где p_0 – величина начального давления в выделенном объёме δv_0 . При этом, поскольку масса газа в объёме не изменилась, справедливо равенство

$$(21) \quad \rho_0 \delta v_0 = \rho_1 \delta v_1 = \delta m ,$$

где ρ_0 – начальная плотность газа в объеме δv_0 и δm – масса данного объема газа. Объединяя (20) и (21), получим

$$(22) \quad p_1 \left(\frac{\rho_0}{p_1} \right)^\eta = p_0 \left(\frac{\rho_1}{p_0} \right)^\eta,$$

т.е. искомую связь.

При нахождении связи между давлением и плотностью газа мы предполагали, что все выделенные малые объемы облака трансформируются в процессе перераспределения вещества. При этом мы должны учесть, что подобные трансформации неизбежно должны приводить и к соответствующим смещениям этих выделенных объемов вдоль радиуса. Для того, чтобы учесть данный фактор, возьмем некоторый малый выделенный объем, высотой Δr_{0i} , расположенный на расстоянии r_{0i} от центра, к которому стягивается вещество облака, как показано на рис. 4 и рассмотрим с учетом центральной симметрии задачи его смещение на радиус r_{1i} с одновременной трансформацией, до высоты объема Δr_{1i} .

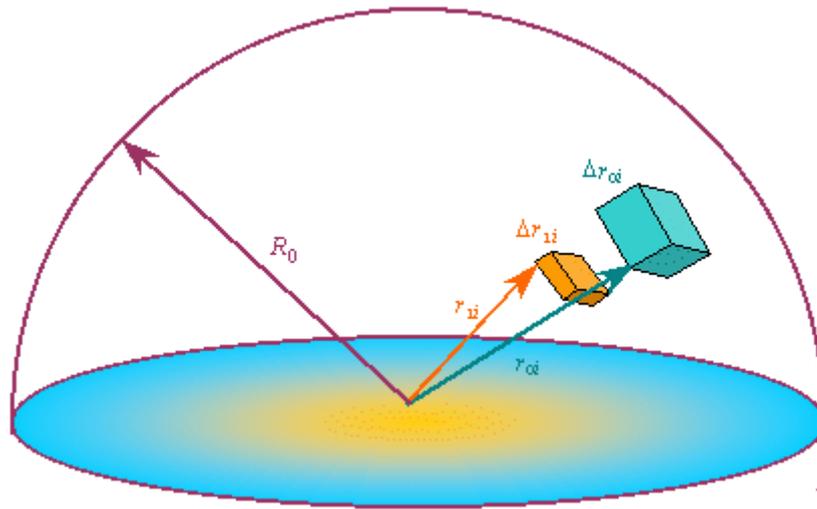


Рис. 4. Схема расчета трансформации выделенного объема при перераспределении вещества облака

Поскольку задача центрально-симметрична, а выделенный объем является частью некоторой тонкой оболочки, высотой Δr_{0i} , расположенный на расстоянии r_{0i} от центра, то мы можем расширить анализ для вышеупомянутой оболочки. Для неё мы можем записать, что если вначале её высота была Δr_{0i} , а после перераспределения вещества – Δr_{1i} и при этом сама оболочка сместилась на радиус r_{1i} , то в соответствии с адиабатическим характером процесса

$$(23) \quad p_{1i} \left(r_{1i}^2 \Delta r_{1i} \right)^\eta = p_{0i} \left(r_{0i}^2 \Delta r_{0i} \right)^\eta,$$

где p_{0i} и p_{1i} – давление в объеме до и после перераспределения вещества облака. Естественно, что все элементарные объемы, составляющие оболочку, будут трансформироваться по тому же закону, а следовательно, мы можем далее использовать зависимость (23) для исследования элементарного объема.

Далее отметим, что величина r_{1i} , входящая в (23), учитывает, что одновременно с трансформацией выделенного объема происходит трансформация и всех объемов вдоль радиуса облака, поскольку в отсутствии этой сопутствующей трансформации сам выделенный объем не смещался вдоль радиуса, но только изменял свою высоту. Но если после перераспределения высота нижерасположенных по отношению к i -му объему стала Δr_{1j} , то можно записать:

$$(24) \quad r_{0i} = r_{1i} + \sum_{j=1}^{i-1} \delta r_j,$$

где

$$(25) \quad \delta r_j = \Delta r_{0j} - \Delta r_{1j}$$

и принимается положительным при сжатии выделенного объема.

Теперь, основываясь на предварительных результатах, описывающих закономерности трансформации элементарных объемов в трансформирующемся облаке, мы можем найти моделирующее уравнение процесса, исходя из того, что при центрально-симметричном гравитационном сжатии «сила притяжения, действующая на тело, перемещающееся внутри Земли, будет равна силе притяжения, создаваемой шаром радиуса, равного расстоянию тела до центра Земли. Величина этой силы может быть определена точно так же, как и величина силы, действующей на тела, находящиеся на поверхности Земли» [20, с. 184]. Причем, поскольку задача имеет центральную симметрию, то неоднородность вещества по радиусу не изменяет данного решения, хотя и вносит определенные коррективы в закон распределения давления по глубине гравитирующего тела.

На базе указанной закономерности внутреннего гравитационного взаимодействия и с учетом перераспределения вещества внутри облака, сила, действующая на выделенный объем δv с массой δm , расположенный на расстоянии r_1 от центра ($0 \leq r_1 \leq R_0$), определяется выражением

$$(26) \quad \delta F = \gamma \frac{\delta m \cdot M'_{cloud}}{r_1^2} = 4\pi\gamma \frac{\delta m}{r_1^2} \int_0^{r_1} \rho_1 r^2 dr ,$$

где r_1 – радиус, на котором расположен выделенный объем δv_m с массой δm ; M'_{cloud} – масса облака, заключенная в объеме радиуса r_1 ; $\rho_1(r)$ – плотность облака, заключенного в объеме радиусом r_1 . Как видно из (26), в отличие от задачи, которую мы решали в [18, с. 9], в (26) мы учли изменение плотности гравитирующей массы с приближением к центру. Одновременно с этим данное уточнение прибавило проблем с нахождением решения моделирующего уравнения (26). Они обусловлены тем, что зависимость плотности облака от радиуса выражена в правой части (26) определенным интегралом, который напрямую не позволяет записать искомое дифференциальное уравнение. Причем мы не можем воспользоваться и аппаратом решения интегральных уравнений, поскольку в окончательном выражении ядро интеграла само будет дополнительно содержать сложный определенный интеграл. Чтобы это показать, закончим построение моделирующего уравнения. Для этого мы должны перейти от понятия гравитационной силы, действующей на выделенный объем, к понятию давления внешних слоев облака на внутренние. При этом мы получим

$$(27) \quad dp_1 = \frac{\delta F}{ds_1} = 4\pi\gamma \frac{\rho_1 dr_1}{r_1^2} \int_0^{r_1} \rho_1 r^2 dr ,$$

или в интегральной форме

$$(28) \quad p_1 = 4\pi\gamma \int_{r_1}^{R_0} \frac{\rho_1 dr_1}{r_1^2} \int_0^{r_1} \rho_1 r^2 dr .$$

Из (28) мы видим, что интеграл в подынтегральном выражении берется в пределах, дополнительных к пределам основного интеграла, что усложняет выражение. Но это можно преодолеть, воспользовавшись тем, что в результате перераспределения вещества масса всех выделенных объемов не изменяется, а значит, справедлива цепочка равенств

$$(29) \quad 4\pi \int_0^{r_1} \rho_1 r^2 dr = 4\pi \int_0^{r_0} \rho_0 r^2 dr = M_{cloud} - 4\pi \int_{r_0}^{R_0} \rho_0 r^2 dr .$$

Кроме того, учитывая опять неизменность массы выделенных объемов, мы можем записать:

$$(30) \quad \rho_1 r_1^2 dr_1 = \rho_0 r_0^2 dr_0 .$$

Подставляя (29) и (30) в (28), получим

$$(31) \quad p_1 = \gamma \int_{r_0}^{R_0} \frac{\rho_0 r_0^2 \left(M_{cloud} - 4\pi \int_{r_0}^{R_0} \rho_0 r^2 dr \right)}{r_1^4} dr_0 .$$

Наконец, учитывая адиабатический характер процесса, мы можем заменить в левой части давление на плотность в соответствии с (22). В результате получим

$$(32) \quad \rho_1^\eta = \frac{\gamma \rho_0^{\eta+1}}{p_0} \int_{r_0}^{R_0} \frac{r_0^2 \left(M_{cloud} - 4\pi \int_{r_0}^{R_0} \rho_0 r^2 dr \right)}{r_1^4} dr_0 .$$

Чтобы прийти к расчетному выражению, мы должны в знаменателе подинтегрального выражения выразить радиус r_1 через r_0 . В дифференциальной форме это сделать сложно, поскольку согласно (24), данная связь содержит суммы по величинам более малого порядка. Но в конечных разностях это сделать можно в предположении малой высоты выделенных объемов. Для этого прежде всего учтем, что перераспределение объемов по высоте с одновременной их трансформацией не приводит по условию задачи к изменению общего объема облака, а следовательно,

$$(33) \quad \sum_{j=1}^n \delta r_j = 0 ,$$

где n – число разбиений радиуса облака R_0 .

Из (33) следует

$$(34) \quad \sum_{j=1}^{i-1} \delta r_j = - \sum_{j=i}^n \delta r_j .$$

С учетом (34) и (25) мы можем записать условие неизменности массы выделенного объема (21) следующим образом:

$$(35) \quad \left| \begin{aligned} r_{0i}^2 \Delta r_{0i} &= \frac{\rho_1}{\rho_0} r_{1i}^2 \Delta r_{1i} = \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(r_{0i} - \sum_{j=1}^{i-1} \delta r_j \right)^2 \Delta r_i = \\ &= \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(r_{0i} + \sum_{j=i}^n \delta r_j \right)^2 \Delta r_{1i} = \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(r_{0i} + \sum_{j=i}^n \delta r_j \right)^2 (\Delta r_{0i} - \delta r_i) . \end{aligned} \right.$$

Считая число разбиений достаточно большим, мы можем в (35) пренебречь степенями δr_i выше первой и из данного выражения определить степень трансформации выделенного нами i -го объема. Для этого запишем (35) в виде

$$(36) \quad r_{0i}^2 \Delta r_{0i} = \frac{\rho_1}{\rho_0} \left[\left(r_{0i} + \sum_{j=i+1}^n \delta r_j \right) + \delta r_i \right]^2 (\Delta r_{0i} - \delta r_i) ,$$

откуда с точностью до первой степени δr_i получим

$$(37) \quad \left| \begin{aligned} \delta r_i &\approx \Delta r_{0i} \frac{r_{0i}^2 - \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(r_{0i} + \sum_{j=i+1}^n \delta r_j \right)}{\frac{\rho_1}{\rho_0} \left(r_{0i} + \sum_{j=i+1}^n \delta r_j \right) \left[2\Delta r_{0i} - \left(r_{0i} + \sum_{j=i+1}^n \delta r_j \right) \right]} \approx \\ &\approx \Delta r_{0i} \left[1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{r_{0i}^2}{\left(r_{0i} + \sum_{j=i+1}^n \delta r_j \right)^2} \right] . \end{aligned} \right.$$

Полученное нами выражение (37) позволяет последовательно определять степень трансформации элементарных объемов облака при гравитационном сжатии. При этом отправной точкой численных расчетов может стать внешняя граница облака, которая не изменяется по условию задачи. С учетом (37) мы также можем считать определенной связь (24) между r_{1i} и r_{0i} , записанную нами ранее. При этом расчетная схема примет вид системы двух уравнений

$$(38) \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho_1^n = \frac{\gamma \rho_0^{\eta+1}}{\rho_0} \sum_{j=i}^n \frac{r_{0j}^2 \left(M_{cloud} - 4\pi \sum_{l=j}^n \rho_0 r_0^2 \Delta r_0 \right)}{\left(r_{0i} + \sum_{j=1}^{i-1} \delta r_j \right)^4} \Delta r_0 ; \\ \delta r_i = \Delta r_{0i} \left[1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{r_{0i}^2}{\left(r_{0i} + \sum_{j=i+1}^n \delta r_j \right)^2} \right], \end{array} \right.$$

которая решается методом подбора параметра. Графический вид функции, которая описывается данной системой уравнений, представлен на рис. 5.

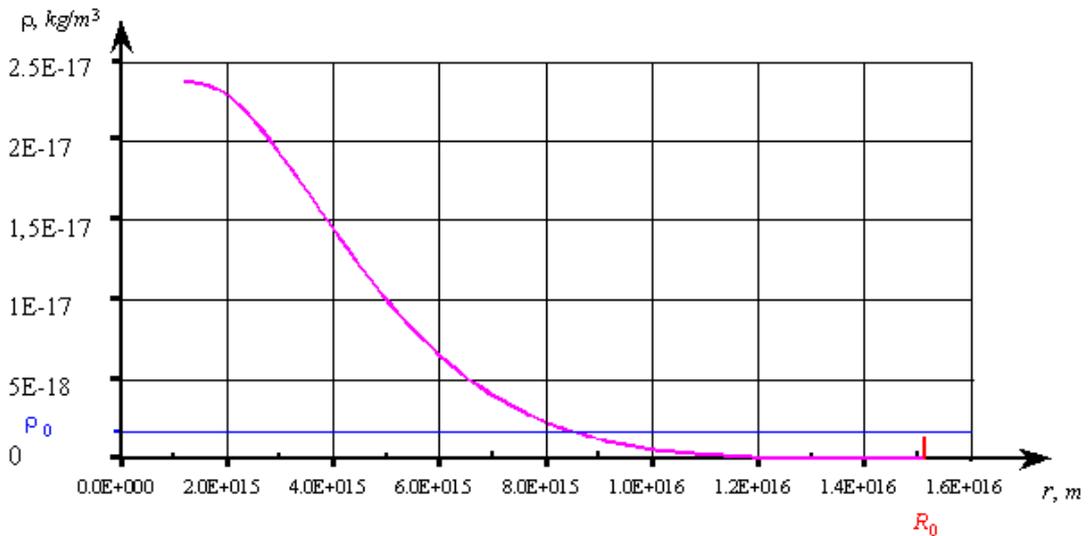


Рис. 5. График распределения плотности вещества в облаке после перераспределения под действием гравитационных сил. Масса облака $M_{cloud} = 10M_{\odot}$, начальная температура облака $T_0 = 4^{\circ}K$, радиус облака $R_0 = 1,54 \cdot 10^{16} \text{ м}$ и определялся из условия Шкловского (17), начальная плотность облака следовала также из условия Шкловского и равна $\rho_0 = 1,3 \cdot 10^{-18} \text{ кг/м}^3$

Представленный оценочный расчет показывает, что даже в сравнительно небольшом по массе облаке происходит стягивание вещества из периферии к центру. Конечно, в реальном облаке данные процессы не столь однонаправлены, как в представленном расчете. Внутренняя турбулентность будет значительно размывать центральную область, но тем не менее температура в этой области будет выше температуры на периферии на порядки, а в значительных облачных массивах на десятки и даже сотни порядков, что и подтверждает возможность самоконцентрации энергии путем перераспределения вещества под действием внутренних гравитационных сил.

Одновременно с этим расчет показывает, что первичная концентрация вещества, и в особенности малых астрономических масс, не способна породить одиночную звезду. Звезды могут образоваться только в значительных облачных массивах, причем не в результате первичного стягивания вещества, а путем вторичного перераспределения локальных масс облака, вследствие неизбежной внутренней турбулентности вещества внутри первично стягивающегося облака. Причем при недостаточном росте температуры и возрастании плотности вещества в ходе первичного стягивания возможно неполное звездообразование (когда температура кластеров поднимается до уровня образования первичных электронных коконов, но недостаточна для зажигания термоядерных котлов хотя бы в одном из кластеров), способное спровоцировать остальные кластеры. В этом случае процесс стабилизируется на достаточно длительное время,

пока не будет стимулирован внешними процессами или внутренней турбулентностью. Тогда мы и наблюдаем гранулированные облака, типа приведенного на рис. 6.

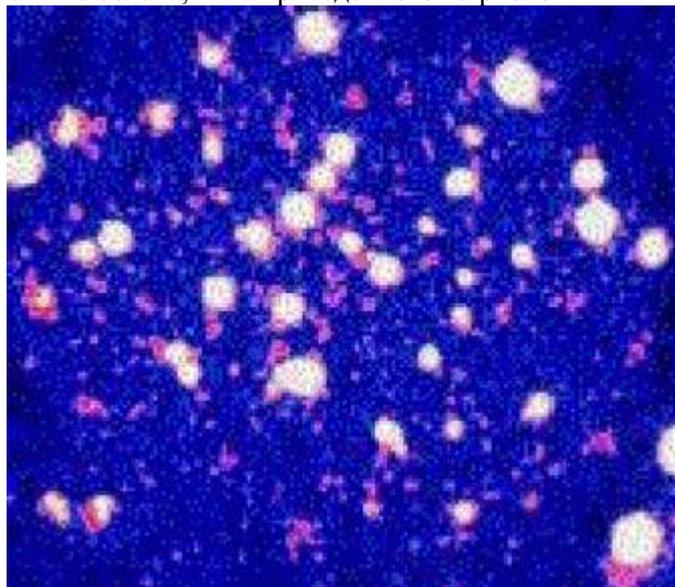


Рис. 6. Шаровые скопления: объект IC2391, снятый телескопом ROSAT/PSPC в мягких рентгеновских лучах,

www.ifa.hawaii.edu/research/stars_and_galaxy.htm

Их характерным отличием является ячеистая структура со значительной плотностью несформировавшегося вещества облака между кластерами. При этом описанный процесс стабилизации, хотя и может быть длительным, но сохраняющаяся турбулентность при слабости электронных коконов, не способных в полной мере изолировать сформировавшиеся кластеры друг от друга, выделив их из облака, приведет в конце концов к тому, что хотя бы в одном из кластеров путем объединения с другими, или перераспределения вещества, создадутся условия для зажигания термоядерного котла, который стимулирует процессы в окружающих образованиях, стимулируя структуризацию облака в галактику.

Таким образом, представленный численный расчет продемонстрировал нам, что согласно известным физическим законам возможна концентрация энергии в локальной области путем перераспределения вещества, и как показано нами ранее, энтропия данного процесса при стандартной методике расчета будет отрицательной. Причем мы здесь должны сразу обратить внимание на сделанный нами акцент по поводу стандартных расчетов. Ведь, как мы могли видеть в процессе моделирования, вместе с перераспределением вещества в облаке неизбежно будет изменяться и температура локальных областей, в то время как энтропия предполагает сохранение неизменной температуры. А следовательно, с чисто логической точки зрения все процессы, в которых введение или отведение энергии неминуемо приводит к изменению температуры физической системы, не могут рассматриваться с точки зрения понятия энтропии. Но при этом практически исчезает физическая база для этого параметра, поскольку все без исключения физические процессы, связанные с изменением внутренней энергии, неминуемо приводят к изменению температуры. Разве что фазовый переход вещества, который обычно является классическим примером энтропийного процесса, поскольку «переход из одной фазы в другую происходит (при заданном давлении) всегда при строго определенной температуре. Так (при атмосферном давлении), лед начинает плавиться при 0 °С и при дальнейшем нагревании температура остается неизменной вплоть до момента, когда весь лед превратится в воду. В течение этого процесса лед и вода существуют одновременно, соприкасаясь друг с другом» [4, с. 215–216]. Вместе с тем, из самого описания фазового перехода мы видим, что это существенно нелинейный процесс, связанный с разрывом связей, в то время как само понятие энтропии применимо, согласно вышеприведенным определениям, исключительно к линейным процессам, что делает данное приложение энтропии также некорректным. И дело даже не в том, сколь медленно, т.е. насколько квазистатически, мы будем осуществлять фазовый переход: важно что в данном процессе осуществляется разрыв связей и то, сколь медленно будет это статистически осуществляться, уже не имеет никакого значения. Действительно, «Энтропия квазизамкнутой

системы может быть выражена через плотность вероятности $\rho(p, q)$, входящую в классическое распределение Гиббса» [11, с. 398]. В то же время «В классическом приближении мы должны заменить дискретный набор вероятностей различных состояний непрерывным распределением. Состояние системы из N частиц, имеющей $3N$ степеней свободы, в квазиклассическом приближении определяется значением координат q_1, q_2, \dots, q_{3N} и p_1, p_2, \dots, p_{3N} . Энергия системы $\varepsilon(p, q)$ выражается как непрерывная функция всех координат и импульсов. Поскольку энергия в классическом приближении может считаться непрерывной функцией, распределение вероятностей различных состояний системы также выражается непрерывной функцией» [11, с. 375]. При фазовых же переходах мы не имеем право связывать функции состояния твердого и жидкого, как и жидкого и газообразного тел непрерывной кривой, поскольку при переходе из одного состояния в другое затрачивается дополнительная энергия на разрыв/образование связей. А следовательно, само распределение Гиббса, на основе которого, как правило, осуществляют статистический вывод энтропии системы, неприменимо к процессам фазового перехода.

Из данного анализа вытекает естественный вопрос о том, для рассмотрения каких конкретных физических процессов применимо понятие энтропии с точки зрения его феноменологии, если для систем с внутренними источниками это неправомерно, для систем с нелинейными процессами, происходящими при введении/отведении энергии, также это понятие лишается физического смысла, да и в идеальных газовых системах больших масштабов проявляются взаимодействия, которые не учитываются понятием энтропии.

6. Исследование области применимости понятия энтропии

Как мы выяснили в предыдущем пункте исследования, область термодинамических процессов, к которым применимо понятие энтропии, существенно уже, чем обычно её привыкли определять, распространяя на все физические процессы в природе. При тех условиях, которые закладываются в определение энтропии, мы фактически должны с самого начала ограничиться идеальным газом или в крайнем случае идеальной жидкостью малых объемов, в которых действительно справедливо представление о непрерывности энергии как функции координат и импульсов в фазовом пространстве Гиббса. Но оказывается, что указанная область еще уже и это предопределено самим определением энтропии. «Более глубокий теоретический анализ позволяет установить соотношение, являющееся основой для термодинамических применений понятия энтропии. Это соотношение связывает изменение dS энтропии тела при бесконечно малом обратимом изменении его состояния с количеством получаемого им в этом процессе тепла dQ (речь идет при этом, конечно, о незамкнутом теле, так что обратимость процесса не требует постоянства его энтропии!). Оно имеет вид

$$(39) \quad dS = \frac{dQ}{T},$$

где T – температура тела.

Самый факт существования связи между dS и dQ вполне естественен. Сообщение телу тепла приводит к усилению теплового движения его атомов, т.е. к увеличению хаотичности их распределения по различным состояниям микроскопического движения, а тем самым к увеличению статистического веса. Естественно также, что влияние заданного количества тепла на изменение теплового состояния тела характеризуется относительной величиной этого количества по сравнению с полной внутренней энергией тела и потому убывает с увеличением его температуры» [4, с. 214].

Опять обратим внимание на тот факт, что в (39), а значит и в идеальных термодинамических системах, изменение энтропии, связанное с подведенной к системе энергией, происходит на фоне постоянства температуры, что отражено в знаменателе правой части (39). Это пытаются обычно обосновать квазистатичностью процессов, связывая с этим повышение статистического веса состояний с большей энергией. Но что при этом понимается под самим квазистатическим процессом? В частности, «если внешние параметры не изменяются (работа внешних сил равна нулю), то энергетические уровни системы остаются неизменными (? – авт.). В этом случае энергия, подводимая в систему извне, идет на изменение распределения вероятностей. Состояния с большей энергией становятся более вероятным – система нагревается. Если, например, система представляет собой идеальный газ, то при подведении энергии число молекул,

имеющих относительно большие энергии, увеличивается, а имеющих малые энергии – уменьшается. В случае, если система отдает, а не получает энергию, происходит обратное перераспределение вероятностей: более вероятным становится состояние с меньшей энергией, система охлаждается. ... Таким образом, условием квазистатичности процесса является условие его медленности. Каждому времени релаксации отвечает своя быстрота изменения внешних условий, при которых процесс может считаться квазистатическим» [11, с. 392–393]. В данном стандартном определении, как мы видим, переплелись два странных подхода к статистическому распределению. С одной стороны, что значит само по себе статистическое перераспределение энергии? Есть, предположим, некоторый ансамбль частиц. Каждая из частиц статистически в некоторый момент времени обладает некоторой энергией. Перераспределение само по себе в статистике может означать только то, что в следующий момент времени вследствие обменных взаимодействий энергия каждой частицы изменится, но кривая статистического распределения системы не изменится. Если же изменяются энергии подсистем вследствие увеличения внутренней энергии системы, то может сохраниться только общая зависимость распределения, но параметры будут уже другие, соответствующие новому уровню внутренней энергии каждой подсистемы, что отражается и на энергии, которой обладают подсистемы в каждый момент времени и на параметрах распределения энергии по подсистемам общего ансамбля – в том числе и температуры системы в целом.

Действительно, как известно, согласно Гиббсу, вероятность того, что i -я подсистема ансамбля обладает энергией w_i , равна

$$(40) \quad w_i = \frac{1}{Z} e^{-\frac{\varepsilon_i}{\theta}} \Omega(\varepsilon_i) ,$$

где θ – статистическая температура системы, которая «может относиться только к макроскопической системе и является существенно положительной однозначной функцией ее состояния» [11, с. 371], $\Omega(\varepsilon_i)$ – число различных состояний, отвечающих данному значению ε_i , Z – функция состояния, в которую вносят вклад все состояния системы.

«Распределение Гиббса для какой-либо конкретной физической системы можно считать известным, если известны уровни энергии системы, т.е. возможные значения энергии ε_i , и кратность вырождения состояний системы, т.е. числа различных состояний $\Omega(\varepsilon_i)$, отвечающих данному значению энергии ε_i » [11, с. 370].

Теперь, основываясь на данном понятии вероятности распределения, «рассмотрим две подсистемы, принадлежащие к разным системам, имеющим модули распределения θ_1 и θ_2 » [11, с. 371]. Данная схема безусловно является стандартной моделью теплопередачи между двумя подсистемами, для каждой из которых может быть записана функция распределения Гиббса, а следовательно, в рассматриваемом случае при нагреве/охлаждении одной из подсистем мы должны убедиться, что изменение функции распределения не касается уровней энергии ε_i .

«Каждую из подсистем будем считать находящейся в состоянии статистического равновесия, так что вероятности их состояний определяются формулой

$$(41) \quad \begin{cases} w_1 = A_1 e^{-\frac{\varepsilon_1}{\theta_1}} \Omega_1 , \\ w_2 = A_2 e^{-\frac{\varepsilon_2}{\theta_2}} \Omega_2 . \end{cases}$$

Предположим, что обе подсистемы приводятся в слабое взаимодействие, так, что между ними может происходить обмен энергией. Обе взаимодействующие подсистемы можно считать объединенной подсистемой. Если последняя оказывается в состоянии статистического равновесия, то распределение вероятностей ее состояний также должно описываться законом вида

$$(42) \quad w = A e^{-\frac{\varepsilon}{\theta}} \Omega .$$

С другой стороны, поскольку взаимодействие является слабым, энергией взаимодействия можно пренебречь и считать каждую из подсистем квазинезависимой. Тогда для нахождения распределения вероятностей можно воспользоваться теоремой умножения и написать:

$$(43) \quad w = w_1 w_2 = A_1 A_2 e^{-\frac{\varepsilon_1}{\theta_1}} e^{-\frac{\varepsilon_2}{\theta_2}} \Omega_1 \Omega_2 \quad [11, \text{с. 371-372}].$$

При этом полученное выражение (43) мы имеем право распространять и на макросистемы, поскольку «когда подсистема содержит настолько большое число частиц, что ее можно считать макроскопической, можно также говорить о ее собственной статистической температуре. Температура ее определяется из условия равновесия подсистемы и термостата и, следовательно, равна температуре последнего. Для краткости можно поэтому называть θ температурой системы» [11, с. 372].

Сравнивая (42) и (43), можем записать

$$(44) \quad \frac{\varepsilon}{\theta} = \frac{\varepsilon_1}{\theta_1} + \frac{\varepsilon_2}{\theta_2} = \frac{\varepsilon_1 \theta_2 + \varepsilon_2 \theta_1}{\theta_1 \theta_2}.$$

Причем после установления теплового равновесия равенство (44) справедливо для каждой из подсистем. Отсюда следует, что с изменением состояния системы путем передачи тепла, вместе с изменением функции распределения изменяются и внутренние энергии подсистем и их температуры, что не позволяет представить передачу тепла в виде изменения функции распределения без изменения внутренней энергии подсистем.

Стандартный же вывод статистической зависимости для энтропии не учитывает этот принципиально важный аспект, который является отражением уточнения Яворского [10], приведенного нами в начале п. 5 данной работы о том, что термины «работа» и «теплота» имеют двойкий смысл, который с одной стороны разделяет эти понятия, но одновременно эти понятия объединяются в том смысле, что в обоих случаях это соответствует определенному количеству переданной энергии. А следовательно, в обоих случаях, если изменяется температура системы, то изменяется и функция распределения и внутренняя энергия подсистем. И это вполне естественно, хотя в статистической физике подходят к этому вопросу иначе.

«Рассмотрим теперь изменение энергии подсистемы в более общем случае, когда она находится во взаимодействии с окружающими телами (средой), обмениваясь с ними энергией при непосредственном контакте... Поскольку система в течение всего времени процесса находится в состоянии равновесия, распределение вероятностей определяется равновесным распределением Гиббса (вот для чего потребовалась квазистатичность процесса – авт.).

Для полного изменения средней энергии можно написать

$$(45) \quad \delta E = \delta \left(\sum_i \varepsilon_i w_i \right) = \left(\sum_i w_i \delta \varepsilon_i \right)_{w_i} + \left(\sum_i \varepsilon_i \delta w_i \right)_{\varepsilon_i},$$

где w_i – распределение Гиббса с температурой, равной температуре термостата, ε_i – энергия подсистемы в i -м состоянии. Последняя (температура – авт.), однако, в ходе процесса не должна оставаться постоянной» [11, с. 390].

Обратим внимание на уточнение автора, которое говорит о том, что в принципе подобное разделение при варьировании хотя и допустимо с чисто формальной точки зрения, но температура системы не остается постоянной во времени независимо от квазистатического характера процесса. Автор же дает слагаемым в правой части (45) следующую интерпретацию: «Первое слагаемое в формуле (45) по-прежнему выражает работу, совершаемую над системой. Второе слагаемое представляет ту часть изменения энергии системы, находящейся во взаимодействии со средой, которая не связана с изменением внешних параметров. Иными словами, второе слагаемое в (45) равно изменению средней энергии системы, возникающему вследствие непосредственной передачи энергии от частиц среды к частицам системы, не сопровождающейся изменением внешних полей или взаимного расположения тел. Эту часть изменения энергии мы назовем количеством тепла, подводимого к системе, и обозначим dQ . Тогда имеем

$$(46) \quad \delta E = \delta W + \delta Q.$$

Формула (46) представляет закон сохранения энергии для тепловых процессов» [11, с. 390].

Вместе с тем, согласно закону распределения Гиббса, w_i является функцией ε_i и если в первом слагаемом выражения (45) энергия ε_i изменится, то неминуемо изменится и w_i . Это свидетельствует, что неправомерно чисто формально варьировать произведение $w_i \varepsilon_i$ при взаимозависимости сомножителей. Аналогично и во втором слагаемом выражения (45). Если

$w_i = f(\varepsilon_i)$, то при аналитичности этой зависимости, будет существовать и функция $\varepsilon_i = f^{-1}(w_i)$, и это также подтверждает выше сделанный вывод о неправомерности подобного варьирования. Поэтому, если производить варьирование полной энергии системы, то следует это осуществлять следующим образом:

$$(47) \quad \delta E = \delta \left(\sum_i \varepsilon_i w_i \right) = \left(\sum_i \frac{\partial w_i}{\partial \varepsilon_i} \varepsilon_i + w_i \right) \delta \varepsilon_i ,$$

и в данном равенстве не разделять слагаемые на работу внешних сил и подведение тепловой энергии, поскольку оба слагаемых правой части (47) будут изменяться в случае того или иного способа подведения энергии в систему, хотя в каждом случае по-своему, что должно определяться конкретными условиями моделирования.

В обратном случае получается, что для некоторого малого количества тепла δQ на основе (45) и (46) записывается следующая цепочка равенств [11, с. 391]:

$$(48) \quad \delta Q = \left(\sum_i \varepsilon_i \delta w_i \right)_\lambda = \delta E - \sum_i w_i \delta \varepsilon_i = \delta E - \frac{\sum_i \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_i}{\theta} \right\} \delta \varepsilon_i}{Z} .$$

Прежде всего мы видим, что в (48) работа внешних сил не обращена в ноль, что определяется наличием второго члена в правой части. Кроме того, во втором слагаемом правой части (48), хотя варьирование идет по ε_i , в экспоненциальном члене также появляется эта переменная за счет подстановки (40) в (48), т.е. в обход варьирования. Наконец, как указывает сам автор, при введении тепловой энергии в систему, статистическая температура системы неминуемо тоже должна возрасти, но параметр θ появляется во втором члене правой части в обход операции варьирования. Причем в данном случае условие квазистатичности процесса не способно обусловить сохранение температуры системы в целом. Ведь с уменьшением количества введенной энергии будет пропорционально уменьшаться и рост температуры. И если мы пренебрежем подъемом температуры, то мы должны автоматически пренебречь и введенным в систему теплом, и наоборот. Но выражение (48) не отражает этот принципиально важный момент и в данном уравнении введение тепла не приводит к изменению температуры θ системы в целом. Вместе с тем, несмотря на то, что ряд принципиально важных параметров попал в вывод, минуя существующие законы моделирования, тем не менее автор в ходе дальнейших преобразований (48) считает естественным следующее тождество:

$$(49) \quad \delta \left(\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{\theta}} \Omega(\varepsilon_i) \right) = -\frac{1}{\theta} \sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{\theta}} \Omega(\varepsilon_i) \delta \varepsilon_i + \sum_i \varepsilon_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{\theta}} \Omega(\varepsilon_i) \frac{\delta \theta}{\theta} ,$$

в котором уже производится варьирование по температуре, но не производится варьирование по $\Omega(\varepsilon_i)$.

Стоит ли после этого удивляться, что путем дальнейших преобразований автор приходит к выражению [11, с. 391]

$$(50) \quad \delta Q = \delta E + \theta \delta \ln Z - E \frac{\delta \theta}{\theta} = \theta \left(\frac{E}{\theta} + \ln Z \right)$$

и далее «формула (50) показывает, что при квазистатическом процессе количество тепла, получаемого или отдаваемого системой, может быть представлено в виде

$$(51) \quad \delta Q = \theta \delta \sigma ,$$

где $\delta \sigma$ – изменение некоторой функции:

$$(52) \quad \delta \sigma = \delta \left(\frac{E}{\theta} + \ln Z \right) .$$

Очевидно, что $\delta \sigma$ представляет полный дифференциал выражения, стоящего в скобках,

$$(53) \quad \sigma = \frac{E}{\theta} + \ln Z + const ,$$

где $const$ – произвольная постоянная. Функция σ получила название энтропии системы» [11, с. 394].

На основе (53) несложно продемонстрировать внутренние противоречия, к которым привела вышеописанная серия некорректных операций. Для этого, учитывая, что $\delta\sigma$ является полным дифференциалом, определим вариацию σ . При этом получим

$$(54) \quad \delta\sigma = \frac{1}{\theta} \delta E - \frac{E}{\theta^2} \delta\theta + \frac{1}{Z} \delta Z .$$

Подставляя теперь в (54) значение энергии E и δE из (46), получим

$$(55) \quad \delta\sigma = \frac{1}{\theta} \delta W + \frac{1}{\theta} \delta Q - \frac{W}{\theta^2} \delta\theta - \frac{Q}{\theta^2} \delta\theta + \frac{1}{Z} \delta Z .$$

При этом, если мы даже примем равными нулю работу внешних сил и значение Q , выражение будет иметь вид

$$(56) \quad \delta\sigma = \frac{1}{\theta} \delta Q + \frac{1}{Z} \delta Z$$

и второе слагаемое в (56) мы уже не имеем право обращать в ноль, поскольку [11, с. 370]

$$(57) \quad Z = \sum e^{-\frac{\varepsilon_i}{\theta}} \Omega(\varepsilon_i) ,$$

причем суммирование идет по всем состояниям системы. А значит, если хотя бы для одной подсистемы вероятность нахождения при большей энергии изменится при сохранении распределения вероятностей для других подсистем, то неминуемо изменится и величина Z .

Сравнивая теперь (57) с (51), мы видим, что даже в частном случае отсутствия работы, производимой над системой, эти выражения не совпадают, а значит, и замену, которую сделал автор в (53), вводить неправомерно, не говоря уже об обобщении задачи, при котором различие определений еще более возрастет.

Таким образом мы видим, что и статистическое описание энтропии даже для идеальных термодинамических систем основано на неправомерном оперировании с закономерностями, определяющими физическую модель. В совокупности же с ранее полученным выводом о некорректности понятия энтропии в нелинейных физических моделях и моделях с внутренними источниками, можно сделать однозначное заключение о полной некорректности данного понятия в термодинамике и тем более обобщений на макросистемы, в которых проявляются особенности, не учитываемые в моделях для лабораторных условий.

Литература:

1. Козырев Н.А. *Причинная или несимметричная механика в линейном приближении*. Ленинград, изд-во Пулковской обсерватории, 1958. – // Ацюковский В.А. Материализм и релятивизм. Москва, Инженер, 1993, 191 с.
2. Герловин И.Л. *Основы единой теории всех взаимодействий в веществе*. Ленинград, Энергоатомиздат, 1990, 432 с.
3. Ацюковский В.А. *Материализм и релятивизм. Критика методологии современной теоретической физики*. Москва, Инженер, 1993, 191 с.
4. Ландау Л.Д., Ахиезер А.И., Лифшиц Е.М. *Курс общей физики. Механика и молекулярная физика*. Москва, Наука, 1969, 399 с.
5. Зельманов А.Л. Космология. – // *Физический энциклопедический словарь*, т. 2, с. 491–501. Москва, Советская энциклопедия, 1962
6. Иосилевский Я.А. Энтропия. – // *Физический энциклопедический словарь*, т. 5, с. 533. Москва, Советская энциклопедия, 1966
7. *Физическая химия силикатов*. Под ред. А.А. Пашенко. Москва, Высшая школа, 1986, 368 с.
8. Р.В. Поль. *Механика, акустика и учение о теплоте*. Москва, ГИТТЛ, 1957, 484 с.
9. Седов Л.И. *Механика сплошных сред*, т. 1. Москва, Наука, 1973, 536 с.
10. Яворский Б.М., Детлаф А.А., Милковская Л.Б., Сергеев Г.П. *Курс физики*, т. 1. Москва, Высшая школа, 1983, 402 с.
11. Левич В.Г. *Курс теоретической физики*, т.1. Москва, Физматгиз, 1962, 695 с.
12. Шкловский И.С. *Звезды: их рождение, жизнь и смерть*. Москва, Наука, 1984, 384 с.
13. Каравашкина О.Н. и Каравашкин С.Б. Некоторые аспекты эволюции Земли. Глава 2. [Гипотеза образования планетной системы](#) (часть I). *Труды СЕЛФ*, 3 (2003), 55–71,

14. Квасников И.А. Обратимый процесс. – // *Физический энциклопедический словарь*, т. 3, с. 469–470. Москва, Советская энциклопедия, 1963
15. Зубарев Д.Н. Необратимые процессы. – // *Физический энциклопедический словарь*, т. 3, с. 413–417. Москва, Советская энциклопедия, 1963
16. Жан Россель *Общая физика*. Москва, Мир, 1964, 506 с.
17. Бабушкин В.И., Матвеев Г.М., Мчедлов-Петросян О.П. *Термодинамика силикатов*. Москва, Издательство литературы по строительству, 1972, 351 с.
18. Каравашкин С.Б., Каравашкина О.Н. [К вопросу о реальности черных дыр](#). *Труды СЕЛФ*, **5** (2005), 2, 1–17,
19. Адиабатический процесс. – // *Физический энциклопедический словарь*, т. 1, с. 21. Москва, Советская энциклопедия, 1960
20. Зубов В.Г. и Шальнов В.П. *Задачи по физике*. Москва, Государственное издательство физико-математической литературы, 1963, 272 с.