

Обратимые процессы в классической термодинамике

Аннотация. Джон Нортон в статье '*Невозможный процесс: термодинамическая обратимость*' подверг критике понятие обратимого процесса в классической термодинамике и предложил считать их аппроксимациями. В математике однако термин аппроксимация связан со знаком приблизительно равно, что совершенно не подходит для математического формализма термодинамики. В статье разбирается связь между формализмом термодинамики, мысленными концептуальными моделями и миром, а после это идет обсуждение предложения Нортона с такой точки зрения. В заключение в качестве примера приводится обратимый процесс теплообмена между двумя телами с разными температурами, который был предложен математиком Зоричем.

Ключевые слова: философия физики, классическая термодинамика, обратимый процесс, равновесный процесс, квазистатический процесс

Содержание

Введение.....	1
Мысленная модель Сади Карно.....	3
Равновесный процесс для достижения максимальной работы.....	4
Изотермический обратимый процесс.....	6
Обсуждение.....	7
Обратимый процесс теплообмена между двумя брусками с разными температурами.....	9
Список литературы.....	12

Введение

Понимание обратимого процесса при изучении классической термодинамики (ниже просто термодинамика) сопряжено с определенными трудностями, которые неплохо выражены в статье Джона Нортона [1] в виде двух требований. С одной стороны, протекание реального самопроизвольного процесса требует разницы сил, которая является движущим фактором процесса, а, с другой стороны, в обратимом процессе эта разница равна нулю. Тем не менее, в статье [1] из этого делается поспешный вывод о невозможности обратимых процессов и как следствие предлагается считать их аппроксимациями.

В настоящей статье предлагается взглянуть на эту проблему со стороны математического формализма термодинамики, который содержит уравнения со знаком равно (=). Термин аппроксимация имеет вполне определенное математическое значение: приблизительно равно ($\approx$). В статье [1] (раздел 4. '*Что ожидается от термодинамически обратимых процессов*') формализм термодинамики остается без изменений, то есть, знак равенства не изменяется на приблизительно равно. Это в свою очередь ставит под вопрос использование термина аппроксимация, поскольку знак равно существенно отличается от приблизительно равно.

Начнем с двух основных результатов, получаемых при рассмотрении цикла Карно:

$$\eta_{id} = (T_2 - T_1)/T_1$$

$$\eta_{real} < \eta_{id}$$

η_{id} - это коэффициент полезного действия (к.п.д.) идеального цикла Карно, T_2 - температура нагревателя, T_1 - температура холодильника, η_{real} - к.п.д. реального двигателя с теми же температурами нагревателя и холодильника. Из раздела 4 статьи [1] следует, что выражения выше остаются без изменений.

Я выписал два выражения отдельно друг от друга, чтобы подчеркнуть знак равенства в первом выражении. Если равенство остается, то тогда это уравнение является точным и термин аппроксимация к нему не применим. Знак равенства также подразумевает существование идеального цикла Карно, для которого выполняется это равенство. В реальных процессах это равенство, конечно, недостижимо, что показывает последующее неравенство.

Рассмотрим термин реальный процесс. Математический формализм теории физики связан с мысленными концептуальными моделями, которые соответствуют записываемым математическим уравнениям. В свою очередь концептуальные модели сравниваются с тем, что происходит в мире. В этом смысле реальный процесс имеет двойное прочтение, он может означать происходящее в концептуальной модели, а может относиться к миру.

Термины аппроксимация и предел в первую очередь являются математическими и их использование имеет четкий смысл только при сравнении математических уравнений с концептуальной моделью. При сравнении концептуальной модели с миром использование терминов аппроксимация и предел возможно только на уровне аналогии и интуиции, когда им невозможно приписать точное значение.

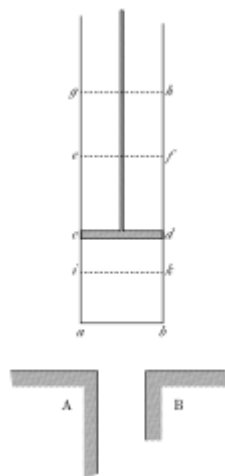
Для прояснения вышесказанного приведу пример температуры как физической величины из статьи [2]. Математические уравнения теории физики соответствуют концептуальной модели, которая приводит к введению 'идеального измерительного прибора' для измерения температуры. Проведение реального измерения связывает теорию физики с миром, когда реальный прибор сравнивается с 'идеальным прибором'. Отличие необходимых концептуальных моделей при рассмотрении обратимых процессов в идеальном цикле Карно состоит в том, что переход к измерениям не подразумевается; концептуальная модель остается в качестве физического смысла записанных уравнений, но не ожидается, что она непосредственно будет использована в качестве 'идеального эксперимента' при сравнении с реальными экспериментами.

Полезно сравнить идеализации цикла Карно с идеализациями при рассмотрении механического маятника. Представление о невесомой нерастяжимой нити и замена тела материальной точкой приводит к простому уравнению движения концептуальной модели; устранение всех сил трения приводит к бесконечным колебаниям; режим малых колебаний маятника приводит к уравнению гармонического осциллятора. Следует обратить внимание на наличие иерархии концептуальных моделей, которые могут быть использованы для создания 'идеального эксперимента'. Это связывает концептуальную модель с измерениями поведения реального маятника. По ходу статьи я буду возвращаться к этому примеру.

Я начну с рассмотрения математических выражений для двух обратимых процессов в цикле Карно, для которых существуют математические выражения со знаком равно ($=$). Будут предложены концептуальные модели, которые соответствуют этим математическим выражениям, а также будет уточнено значение выражения 'реальный процесс' в этом случае. После этого я вернусь к обсуждению терминологии, предлагаемой в [1] с точки зрения разделения между формализмом термодинамики, концептуальными моделями и миром. Рассмотрение в [1] не предлагает изменения формализма термодинамики, поэтому в конечном итоге обсуждаемые математические уравнения одни и те же, отличие заключается только в формулировках по поводу использования этих уравнений в преподавании термодинамики. В заключение я приведу пример, предложенный математиком Зоричем, для проведения обратимого процесса передачи теплоты между двумя телами с разными температурами, поскольку он хорошо подходит к обсуждению обратимых процессов; его рассмотрение будет полезным для последующих обсуждений этого вопроса.

Мысленная модель Сади Карно

Понятие обратимого процесса возникло в ходе создания классической термодинамики при решении задачи нахождения максимального коэффициента полезного действия тепловых машин. Начнем с визуального образа мысленной модели из книги Сади Карно [3]:



На нем изображен цилиндр с поршнем, внутри которого находится вещество. Масса вещества остается постоянной; такая термодинамическая система называется замкнутой. Предполагается, что цилиндр и поршень обладают идеальными термическими свойствами, а также не происходит их деформации. Поэтому считается, что их свойства не влияют на взаимодействие вещества с внешней средой. Поршень задает внешнее давление, а два других тела А и В внизу рисунка используются как термостаты для контроля температуры системы (нагреватель и холодильник). Когда цилиндр не касается ни одного из этих тел, исключается теплообмен между веществом и окружающей средой. При подсоединении цилиндра к одному из источников теплоты становится возможным теплообмен. Источники теплоты представляют собой еще одну идеализацию - считается, что передача энергии в виде теплоты не изменяет их температуру.

Как видно, еще до перехода к рассмотрению процессов с участием вещества вводится немало идеализаций, которые сделаны в духе рассмотрения механического маятника. Целью Карно было устранение потерь и перечисленные упрощения выводят из рассмотрения много реальных процессов, протекающих в реальных тепловых машинах и приводящих к потерям:

- Идеальные источники тепла позволяют отделить проводимое рассмотрение от сгорания топлива и необходимостью включения многих процессов теплопереноса.
- Идеальные термические и механические свойства цилиндра и поршня позволяют отделить проводимое рассмотрение от включения уравнений механики деформируемого тела, а также учета их термических свойств.
- Предполагается, что в веществе под поршнем не происходят химические и фазовые реакции, то есть, для его описания берется термическое уравнение состояния $p(V, T)$, которое связывает давление (p) с объемом (V) и температурой вещества (T).

Таким образом, реальные процессы при обсуждении цикла Карно на самом деле уже достаточно далеки от того, что происходит в реальной тепловой машине; они относятся к идеализированной концептуальной модели, представленной на рисунке Карно.

Цикл Карно состоит из двух изотермических и двух адиабатических процессов, в которых состояние вещества меняется. Для исключения потерь при изменении состояния вещества вносятся дополнительные идеализации, которые приводят к определенным трудно-

стям при изучении термодинамики. Вначале вводится равновесный (квазистатический) процесс, а далее добавляется еще одно условие, которое требует, чтобы равновесный процесс стал обратимым. Разница состоит в том, что равновесный процесс обращает внимание только на состояние вещества под поршнем, а обратимый требует большего - сохранения энтропии всей системы, включая вещество и источники теплоты.

Формализм термодинамики не содержит времени. Это является одной из трудностей при изучении термодинамики и при рассмотрении процессов в цикле Карно. Выражение реальный процесс таким образом относится к процессу, который протекает по времени и описание которого выходит за рамки термодинамики. Как правильно отмечено в [1], требуется формализм механики сплошных сред, однако следует отличать концептуальные модели механики сплошных сред от концептуальных моделей термодинамики, в которой нет времени.

В статье [1] также обсуждается статистическая механика, которая однако не будет затрагиваться в этой статье. Причина связана с тем, что формализм классической термодинамики относится к веществу на уровне сплошных сред. Введение концептуальных моделей статистической механики требует специального рассмотрения, поскольку осуществляется переход к строению вещества. В статистической механике появляются флуктуации, которые отсутствуют в термодинамике, а также в статистической механике уравнения симметричны во времени, что приводит к общим проблемам со стрелой времени. В термодинамике неравенство Клаузиуса (оно также выводится в [1]) неявно связано с асимметричными во времени уравнениями механики сплошных сред, когда стрела времени берется из механики сплошных сред [4].

Равновесный процесс для достижения максимальной работы

Задача Карно состояла в устранении потерь при изменении состояния вещества для нахождения максимальной работы ($A_{\max}$), производимой веществом при переходе из одного состояния в другое. Для этого, во-первых, состояние вещества под поршнем должно оставаться однородным, то есть, при изменении состояния не должны образовываться градиенты температуры и давления. Во-вторых, давление над поршнем должно равняться давлению вещества в цилиндре. Рассмотрим математическое уравнение максимальной работы, которое соответствует такой идеализации. Это интеграл от термического уравнения состояния вещества $p(V, T)$ при изменении объема от V_1 до V_2 :

$$A_{\max} = \int_{V_1}^{V_2} p(V, T) dV$$

Для определенности возьмем уравнение состояния одного моля идеального газа: $pV = RT$. Это дает выражение максимальной работы в изотермическом процессе, которое можно увидеть в любом учебнике термодинамики:

$$A_{\max} = RT \ln (V_2/V_1)$$

Подобного рода интегралы являются неотъемлемой частью термодинамики. Использование термина аппроксимация в этом случае неприемлемо, поскольку аппроксимация по отношению к уравнению означает приблизительно равно ($\approx$), а приведенные уравнения в формализме термодинамики являются точными.

Встает задача нахождения необходимой концептуальной модели для записанного интеграла. Рассмотрение процесса движения поршня на уровне механики сплошных сред (это будет называться реальным процессом) приводит к возникновению градиентов температуры и давления. Таким образом первый шаг при представлении концептуальной

модели термодинамики связан с использованием рисунка Карно, в котором градиенты температуры и давления не возникают. Дидактически такое можно представить в виде очень медленного движения поршня, когда температура и давление вещества остаются практически однородными.

Второй шаг связан с внешним давлением над поршнем, поскольку выражение для работы должно содержать это давление. Приведенный интеграл для максимальной работы требует, чтобы однородное давление вещества в ходе процесса оставалось равным внешнему давлению. В такой концептуализации интеграл называется равновесным процессом, поскольку в каждой точке подынтегрального выражения находится состояние вещества в механическом равновесии.

В этот момент возникает противоречие, обсуждаемое в статье [1]. С одной стороны, созданная концептуальная модель требует механического равновесия состояния вещества (внутреннее давление равно внешнему давлению), с другой, протекание реального процесса на уровне механики сплошных сред требует отличия двух давлений; только в этом случае происходит самопроизвольное передвижение поршня. Для дидактических целей при преподавании термодинамики понятие равновесный процесс заменяется понятием квазистатического процесса, когда внешнее давление меняется бесконечно малыми порциями. Обычный визуальный образ в ходе изложения материала связан с горой песка над поршнем; далее мы убираем или прибавляем песчинку в ходе процесса расширения или сжатия. Интеграл выше получается при устремлении размера песчинки к бесконечно малому.

Обычное возражение [1] сводится к тому, что такой предельный переход делает процесс на уровне механики сплошных сред невозможным. Однако в [1] не проведено отличие между концептуальной моделью термодинамики и концептуальной моделью механики сплошных сред. Никто не спорит, что для протекания реального процесса требуется нарушить состояния равновесия. В то же время ничто не мешает вычислить интеграл выше и ввести концептуальную модель термодинамики, которая полностью соответствует этому интегралу. Естественно, что равновесный процесс не является самопроизвольным, но это всегда подчеркивается при преподавании термодинамики - равновесный процесс невозможно провести в реальном мире.

В статье Джованни Валенте '*О парадоксе обратимых процессов в термодинамике*' [5] признается важность равенств в термодинамике и как путь разрешения предлагается использовать термин квази-процесс, предложенный Афанасьевой-Эренфест. В данном случае приставка квази подразумевает, что речь идет не о реальном процессе. Вполне возможно, что это поможет отличить термодинамический процесс от процесса в механике сплошных сред.

Более важным при рассмотрении концептуальных моделей термодинамики является обсуждение отсутствия времени. Это обстоятельство отличает проведенную идеализацию Карно от идеализации механического маятника. Отсутствие времени в явном виде приводит к дополнительным трудностям в понимании термодинамики и это требует специальных усилий при преподавании термодинамики. Хороший путь изложения связан с рассмотрением записанного интеграла, поскольку он четко показывает происходящее - изменение состояния вещества, которое приводит к величине максимально возможной механической работы.

Всегда подчеркивается, что в интеграле без времени остается направление процесса, которое задается пределами интеграла. Они показывают, идет ли речь о сжатии или о расширении вещества. Можно также сказать, что записанный интеграл является определением равновесного (квазистатического) процесса, а обсуждение концептуальной модели термодинамики по сравнению с концептуальной моделью механики сплошных сред служит дидактическим целям успешного использования подобных интегралов в формализме термодинамике для решения практических задач.

Изотермический обратимый процесс

Выше была рассмотрена максимальная работа при изменении состояния вещества в цикле Карно. Прохождение изотермического процесса требует дополнительного рассмотрения теплообмена с источниками теплоты. Согласно первому закону перемещение поршня в этом случае также связано с теплообменом (Q — количество теплоты, ΔU — изменение внутренней энергии):

$$Q = \Delta U + \int_{V_1}^{V_2} p(V, T) dV$$

В случае адиабатических процессов $Q=0$ (вещество отключено от источника теплоты), в случае изотермических процессов $Q \neq 0$. В случае идеального газа внутренняя энергия при постоянной температуре не зависит от объема и как следствие в изотермическом процессе:

$$Q = A_{\max} = RT \ln(V_2/V_1)$$

Как уже отмечалось, источник теплоты является продуктом идеализации — требуется вообразить настолько большие объекты с заданными температурами, что отдача или прием энергии в виде теплоты не изменяет температуру этих объектов. Таким образом подключение вещества к источнику теплоты позволяет организовать изотермический процесс, когда несмотря на теплообмен температура источника теплоты и вещества не будет меняться.

Для обратимого процесса в термодинамике возникает дополнительное условие. Понятие термодинамической обратимости включает не только состояние вещества, но и состояние всех остальных объектов в системе (на рисунке Карно это состояния нагревателя и холодильника). Обратимость процесса подразумевает, что выполнение процесса в одном направлении, а затем в противоположном должно привести все объекты в системе, включая источники теплоты, в исходное состояние.

Сказанное связано с изменением энтропии источника теплоты (S_h):

$$\Delta S_h = Q/T_h$$

где Q - переданное количество теплоты, T_h - температура источника теплоты. Для возвращения источника теплоты в то же самое состояние, требуется, что температура вещества в ходе изотермического процесса была строго равна температуре источника теплоты. Если температура источника теплоты отличается от температуры тела, то изменение энтропии источника теплоты не будет равно изменению энтропии вещества, и как следствие произойдет необратимое увеличение энтропии всей системы.

С другой стороны, в механике сплошных сред для теплообмена между источником теплоты и веществом требуется разность температур, поскольку теплота в самопроизвольном процессе передается только от более горячего к более холодному телу. Если два тела имеют одинаковые температуры, то они находятся в состоянии теплового равновесия и поток теплоты между ними равен нулю. Возникает противоречие, похожее на рассмотрение механического равновесия.

Опять можно представить предельный переход. Следует начать с небольшой разницы температур, обеспечивающей передачу теплоты в нужном направлении, а потом устремить эту разницу к бесконечно малой величине. При переходе к нулю, когда в уравнении выше температура вещества равняется температуре источника теплоты в уравнении остается количество теплоты, необходимое для проведения изотермического процесса. Отличие заключается в том, что при рассмотрении обратимых процессов мы обязаны считать, что в изотермическом процессе происходит теплообмен между источником тепла и веществом даже при равенстве температур между ними. На первый взгляд это кажется неразрешимым

противоречием и при преподавании термодинамики этому обстоятельству следует уделять особое внимание, чтобы подчеркнуть, что это не приводит к внутренним противоречиям в формализме термодинамики.

Обсуждение

Термодинамика и механика сплошных сред тесно связаны между собой, но это две разные теории физики. Им соответствуют разные математические формализмы, а основное отличие связано с отсутствием времени в термодинамике. Это приводит к разным концептуальным моделям и разным требованиям к процессам в механике сплошных сред и в термодинамике. К сожалению, это отличие осталось в [1] без должного внимания. Ниже вначале внимание уделено формализму термодинамика, а затем рассмотрена связь между термодинамикой и механикой сплошных сред.

Начну с ехидного высказывания Клиффорда Трусделла [7], которая показывает 'культурный шок' представителя механики сплошных сред при знакомстве с термодинамикой:

'Ему говорят, что dS — это дифференциал, но не говорят от каких переменных зависит S ; что δQ — это бесконечно малая величина, но в общем случае не дифференциал; от него ожидают, что он поверит не только в то, что один дифференциал может быть больше другого, но даже в то, что дифференциал может быть больше чего-то, что не является дифференциалом. На него сыплется арсенал слов, таких как «поршень», «паровой котел», «холодильник», «термостат», «резервуар», «идеальный двигатель», «идеальный газ», «квазистатический», «циклический», «почти в равновесии», «изолированный», «вселенная» — слов, действительно знакомых в повседневной жизни, несомненно, гораздо более знакомых, чем «касательная плоскость», «градиент» и «тензор», которые он научился точно и без проблем использовать в предыдущих главах, но слов, которых нельзя найти в математической структуре, слов, которые бедный студент-естественник должен научиться использовать до конца своей жизни, используя риторику, чуть более изощренную, чем та, которой владеет домохозяйка в продуктовом магазине.'

Идеал Трусделла заключался в совмещении термодинамики с механикой сплошных сред в рамках рациональной термодинамики (вариант неравновесной термодинамики). Это один из путей рассмотрения исходной проблемы и я вернусь к нему в конце обсуждения. Пока же цитата Трусделла будет использована как начало обсуждения формализма термодинамики и обратимых процессов. Следует признать старомодность концептуальных моделей термодинамики, но нельзя забывать, но нельзя забывать, что они оказались крайне успешными в решении огромного количества задач.

Первый шаг заключается в отделении концептуальных моделей термодинамики от повседневной жизни. Здесь Трусделл совершенно неправ; хотя приведенные термины отталкивались от работы с тепловыми машинами, их значение можно понять только при работе с математическим формализмом термодинамики. Это концептуальные модели, которые помогают изучению правильного использования термодинамики для решения практических задач.

В двух предыдущих разделах были приведены математические уравнения, соответствующие равновесным и обратимым процессам в цикле Карно. С точки зрения дидактики предложение из статьи [1] назвать эти уравнения аппроксимациями следует решительно отвергнуть. Термин аппроксимация зарезервирован за значением приближенно равно ($\approx$), а приведенные уравнения термодинамических процессов являются точными.

Рассмотрим интеграл, который используется для определения абсолютной энтропии при

постоянном давлении:

$$S = \int_0^T \frac{C_p}{T} dT$$

Формально этот интеграл не отличается от интегралов рассмотренных процессов выше, поскольку подынтегральное выражение подразумевает вещество в равновесном состоянии. Использование термина аппроксимация по отношению к этому уравнению недопустимо, это точное уравнение. Если же следовать логике [1], то следует назвать значение абсолютной энтропии аппроксимацией, а с этим невозможно согласиться.

Выход из сложившейся ситуации состоит в отличии концептуальных моделей термодинамики и механики сплошных сред. Противоречие, обсуждаемое в [1], возникает при переносе требований к процессу в механике сплошных сред на процесс в термодинамике. Однако это разные математические формализмы и поэтому термин процесс в термодинамике и в механике сплошных сред означает разные вещи. В термодинамике нет времени и нельзя переносить на процесс в термодинамике требования к процессу в механике сплошных сред. В этом заключается одна из трудностей преподавания термодинамики, необходимо передать отличие термодинамики от механики сплошных сред. В этой связи правильное рассмотрение проведено в статье *'Изотермический теплообмен: взгляд пуриста и прагматика'* [8], также см. статью *'Обратимые и необратимые циклы работы тепловых двигателей и холодильников'* [9] с правильным изложением термодинамических циклов.

Я еще раз напомним про успешное развитие термодинамики за прошедшие полтора века после ее создания. При оставлении математического формализма термодинамики без изменения, возникает вопрос, что тогда предлагается поменять. Следует признать дидактические проблемы при преподавании термодинамики, но введение термина аппроксимация по отношению к обратимым процессам никак не помогает. Задачей преподавания термодинамики является доказательство того, что интегралы в термодинамике являются точными, поэтому введение термина аппроксимация только увеличит существующие проблемы.

Теперь перейду к связи между термодинамикой и механикой сплошных сред. В [1] выдвигается предложение назвать термодинамические процессы аппроксимацией процессов механики сплошных сред. Рассмотрим это предложение с точки зрения математических формализмов. Например, возьмем уравнение теплопроводности Фурье и уравнения Навье-Стокса как примеры уравнений переноса механики сплошных сред. В этом случае предложение из [1] эквивалентно утверждению, что интегралы, приведенные в предыдущих разделах для термодинамическим процессов, являются аппроксимациями уравнений теплопроводности и уравнений Навье-Стокса. В такой форме даже непонятно, имеет ли смысл такое утверждение.

Более правильное выражение связано с предельным переходом. Так, в [1] говорится о рассмотрении Пьера Дюгема (см. рис. 1 в [1]) и проводится аналогичное рассмотрение о влиянии бесконечно малой разности температур источников теплоты и вещества на вывод максимального к.п.д. идеального теплового двигателя Сади Карно. Отмечу, что похожее рассмотрение было проведено Анри Пуанкаре [6]. Результаты совпадают с использованием передачи теплоты при равенстве температур источника теплоты и вещества. Таким образом, выражение к.п.д. для идеального теплового двигателя, а следовательно, и весь формализм термодинамики можно представить как предельный переход от механики сплошных сред.

В разделе 3 *'Идеализации, создаваемые пределами'* [1] отвергается идея, что такой предельный переход можно рассматривать как идеализацию и поэтому вводится термин аппроксимация. Выше я обсудил непригодность термина аппроксимация, а в то же время я считаю, что термин идеализация вполне передает происходящее. Возражение в [1] основано

на неправильном ожидании о сохранении свойств процесса механики сплошных сред для процессов в термодинамике. Еще раз повторю - в термодинамике нет времени, поэтому невозможно ожидать, что термодинамический процесс без времени сохранит все свойства процесса механики сплошных сред.

Более разумно под идеализацией по сравнению с механикой сплошных сред понимать устранение всех потерь и тем самым введение процессов в цикл Карно, для которых энтропия всей системы не меняется. Задачей Карно являлось нахождение максимально возможного к.п.д. тепловой машины и с этой точки зрения введенная им идеализация дала точное решение этой задачи. Платой за такое решение явилось исключение времени из конечных уравнений и только это отличает идеализацию при появлении формализма термодинамики от идеализации при рассмотрении механического маятника.

Теперь несколько слов про неравновесную термодинамику. Это еще одно возможное рассмотрение проблемы, когда неравновесная термодинамика позиционируется как объединение термодинамики и механики сплошных сред. Есть учебники, в которых термодинамика изложена таким образом - термодинамика как частный случай неравновесной термодинамики [10]. Недостаток этого подхода в том, что для большинства практических задач достаточно обычного формализма термодинамики и объединение изложения с основами неравновесной термодинамики приводит к ненужному усложнению. Другая проблема, неравновесная термодинамика продолжает развиваться и существует несколько вариантов, в то время как формализм термодинамики не зависит от неравновесной термодинамики. Более подробно этот вопрос обсужден в [11].

В следующем разделе приведу один пример, который хорошо подходит для обсуждения концептуальных моделей термодинамики. Теплообмен между двумя телами с разными температурами является необратимым процессом, что подчеркивается во всех учебниках термодинамики. В данном случае переход к медленному процессу при стремлении времени к бесконечности не помогает, процесс остается необратимым. Энтропия системы, состоящей из двух тел с разными температурами, по мере передачи теплоты возрастает.

В. А. Зорич в книге *‘Математические аспекты классической термодинамики’* [12] предложил задачу 1, которая показывает, как при сохранении формулировки Клаузиуса 'Теплота не может переходить само собой (без компенсации) от более холодного тела к более тёплому' можно провести обратимый теплообмен в этом случае. Это рассмотрение будет полезно при обсуждении обратимых процессов. Конечно, предложенный процесс невозможно провести реально, но предлагаемая концептуальная модель дает новый свежий взгляд на теплообмен.

Обратимый процесс теплообмена между двумя брусками с разными температурами

Рассмотрим два бруска одинаковой длины и сечения, изготовленных из материала, теплоемкость которого не зависит от температуры. Первый брусок находится при температуре 100°C, а второй при 0°C. При соприкосновении брусков теплота переходит от более горячего к более холодному и в конце концов температура обоих брусков будет 50°C. Рассчитаем изменение энтропии в этом процессе — для простоты теплоемкость каждого бруска возьмем равной единице:

$$\Delta S = \ln\left(\frac{50+273.15}{100+273.15}\right) + \ln\left(\frac{50+273.15}{273.15}\right) = 0.024$$

Энтропия, как и следовало ожидать, увеличивается; процесс является необратимым. Из конечного состояния невозможно вернуть бруски в исходное состояние без использования

энергии извне. Ниже этот случай будет называться стандартным теплообменом.

Хитрый математик Зорич предложил следующее. Представим, что каждый из брусков разделен пополам адиабатической перегородкой. Теперь проведем теплообмен путем продвижения одного из брусков вдоль другого. Ниже эта идея показана схематически вместе с получающимися температурами в ходе перемещения бруска. Как обычно, считается, что передвижение бруска не требует дополнительной энергии - это процесс без трения и он происходит на одной высоте.

Исходная позиция — бруски не касаются друг друга:

100°C	100°C		
		0°C	0°C

Перемещаем брусок на половину длины:

100°C	50°C	
	50°C	0°C

В силу адиабатических перегородок теплообмен идет только среди соприкасающихся частей брусков. Делаем следующий шаг:

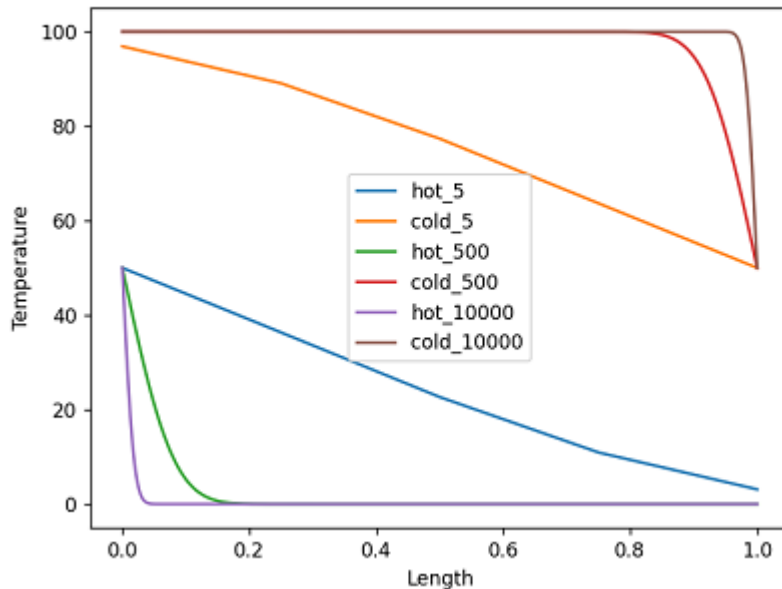
75°C	25°C
75°C	25°C

Теперь сделаем последний шаг, ведь брусок можно еще раз передвинуть:

	50°C	25°C
75°C	50°C	

Достижение термического равновесия по частям привело к тому, что средняя температура нижнего бруска стала больше средней температуры верхнего бруска. Второй закон термодинамики не нарушен, теплота все время переходила от более горячего к более холодному телу, но при этом удалось передать от горячего тела к холодному больше энергии, чем в стандартном теплообмене без перегородок. Энтропия возросла в таком процессе на меньшую величину по сравнению со стандартным теплообменом: 0.021.

Следующий логический шаг — это увеличение числа разбиений и исследование предела, когда число разбиений стремится к бесконечности. Я ограничусь использованием небольшой программки на Питоне ([reversible_heat_exchange.py](#)), которая рассчитывает конечную температуры в обоих стержнях при заданном числе разбиений. Ниже я приведу только один график:



На графике показано температурное распределение в двух брусках после завершения процесса передвижения для трех разных разбиений брусков, на 5, 500 и 10000 частей. Температуры кусочков соединены прямыми линиями, что создает несколько неправильное представление в особенности в случае разбиения на 5 частей, поскольку должны быть пять горизонтальных линий. Но для больших чисел разбиений это не играет практически никакой роли.

Конечные температурные распределения бруска с исходной температурой 100°C (hot) находятся внизу графика — в ходе такого процесса брусок охлаждается; при увеличении числа разбиений до 0°C. В то же время брусок с исходной температурой 0°C (cold) нагревается при увеличении числа разбиений до 100°C. Температура самой левой точки бруска с исходной температурой 100°C и самой правой точки бруска с исходной температурой 0°C остается равной 50°C. Однако области, прилежащие к этим точкам, при увеличении числа разбиений сужаются и при стремлении к бесконечности превратятся в дельта функции.

Программа также делает расчет изменения энтропии как функции числа разбиений. Оно уменьшается и при устремлении числа разбиений к бесконечности стремится к нулю. Предложенный Зоричем процесс будет обратимым процессом передачи теплоты от одного бруска (100°C) к другому (0°C) при бесконечном числе разбиений! Отличие этого процесса от изотермического процесса обратимого цикла Карно связано с тем, что в качестве бесконечно малого рассматривается не разница температур, а количество нагреваемого вещества.

Бесконечное количество разбиений соответствует использованию материала с анизотропной теплопроводностью, когда теплопроводность по направлению между брусками бесконечно больше теплопроводности в двух других направлениях. Не вижу причин, почему такой материал нельзя назвать идеализацией. Представим себе два бруска с такой анизотропной теплопроводностью. Исходная температура одного бруска 100°C, а другого 0°C. Теперь бесконечно медленно проводим один брусок мимо другого - бруски поменялись температурами. Можно теперь двигать бруски в обратном направлении и опять произойдет обмен температурами. При этом второй закон в виде формулировки Клаузиуса не нарушается, теплота все время переходит от более горячего к более холодному телу.

Список литературы

1. J. D. Norton, *The impossible process: Thermodynamic reversibility*. Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in Hist. and Philosophy of Modern Physics 55 (2016): 43-61.
2. Е. Б. Рудный, *Проблема координации: Температура как физическая величина*, 2025, PREPRINTS.RU. [doi:10.24108/preprints-3113833](https://doi.org/10.24108/preprints-3113833)
3. Сади Карно, *Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу* (1824), в кн. *Второе начало термодинамики*, 1934.
4. Е. Б. Рудный, *Неравенство Клаузиуса в философии и истории физики*, 2025, PREPRINTS.RU. [doi:10.24108/preprints-3113884](https://doi.org/10.24108/preprints-3113884)
5. G. Valente, *On the paradox of reversible processes in thermodynamics*. Synthese 196, no. 5 (2019): 1761-1781.
6. Анри Пуанкаре, *Термодинамика*, 2005. H. Poincaré, *Termodynamique*, 1908, первое издание - 1892 г.
7. C. Truesdell, *Rational Thermodynamics*. 1969.
8. H. S. Leff and C. E. Mungan. *Isothermal heating: purist and utilitarian views*. European Journal of Physics 39, no. 4 (2018): 045103.
9. H. S. Leff, *Reversible and irreversible heat engine and refrigerator cycles*. American Journal of Physics 86, no. 5 (2018): 344-353.
10. И. Пригожин, Д. Кондепуди. *Современная термодинамика. От тепловых двигателей от диссипативных структур*, 2002.
11. Е. Б. Рудный, *Неравенство Клаузиуса в классической термодинамике*, ЖФХ, 2026, в печати.
12. В. А. Зорич, *Математические аспекты классической термодинамики*, 2019.