

# АКТУАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ СОВРЕМЕННОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

## Эткин В.А.

*Эткин Валерий Абрамович - доктор технических наук, профессор, Советник проректора по науке,  
научно-исследовательская часть,  
Тольяттинский государственный университет, г. Тольятти*

**Аннотация:** в статье дается критический анализ современного состояния равновесной и неравновесной термодинамики и ее роли в становлении естественнонаучной парадигмы. Обсуждаются пути построения теории, осуществляющей синтез термодинамических методов описания и исследования реальных процессов переноса и преобразования любых форм энергии. Показано, что такая теория может быть построена на принципах общезначимости и системного подхода без привлечения гипотез и постулатов в основаниях теории и без идеализации процессов и систем вне рамок условий однозначности. Подчеркивается, что это открывает прямой путь к синтезу инженерных и фундаментальных дисциплин на общей понятийной и математической основе с получением ряда нетривиальных следствий.

### 1. Введение.

В развитии любой естественнонаучной теории время от времени наступают периоды, когда становится невозможным уложить новые взгляды и опытные факты в «прокрустово ложе» ее старой понятийной и концептуальной системы. Тогда объектом исследования становится сама теория: ее исходные предпосылки, логическая структура и математический аппарат [1]. Термодинамика переживала такие периоды неоднократно. Так было еще в середине XIX столетия, когда под напором новых опытных фактов рушилось представление о теплоте как неуничтожимом флюиде, а вместе с ним, как казалось тогда, и основанная на нем теория тепловых машин С. Карно [2]. Несколько десятилетиями спустя грозные тучи нависли уже над механической теорией теплоты Р. Клаузиуса [3] в связи с казавшимся неизбежным выводом о «тепловой смерти Вселенной».

В конце XIX столетия значительные трудности возникли в связи с попытками термодинамического анализа процессов изменения состава в гетерогенных системах (при диффузии, химических реакциях, фазовых переходах и т. п.). Большая часть этих трудностей была преодолена Дж. Гиббсом [4] путем представления закрытой системы как совокупности открытых подсистем (фаз и компонентов), что позволило свести внутренние процессы изменения состава системы к процессам внешнего массообмена. Однако некоторые из этих трудностей сохранились до сих пор и проявились, в частности, в безуспешных попытках термодинамического разрешения «парадокса Гиббса» – вывода о скачкообразном возрастании энтропии при смешении невзаимодействующих газов и о независимости этого скачка от природы и степени различия этих газов [5-7].

На протяжении XX столетия термодинамика также неоднократно сталкивалась с парадоксальными ситуациями, возникшими при выходе термодинамики за рамки человеческого опыта. Одна из таких ситуаций возникла в связи с ее приложением к релятивистским тепловым машинам (с быстродвижущимися источниками тепла) и проявилась в виде утверждения о достижимости в них КПД более высокого, чем у обратимой машины Карно в том же интервале температур [7-9], а также в признании неоднозначности релятивистских преобразований термодинамических величин. Несколько позже не менее парадоксальная ситуация возникла при попытках термодинамического описания спиновых систем с инверсной заселенностью энергетических уровней. Введение для таких состояний понятия отрицательной абсолютной температуры [10-11] привело исследователей к выводу о возможности полного превращения в таких системах теплоты в работу и невозможности, напротив, полного превращения работы в теплоту, т.е. к «инверсии» основополагающего для термодинамики принципа исключенного вечного двигателя 2-го рода [7].

Не избежала этой участи и теория необратимых процессов (ТНП), созданная путем экстраполяции классической термодинамики на неравновесные системы с протекающими в них необратимыми (нестатическими) процессами [12-13]. Трудности возникли, прежде всего, из-за необходимости внесения в термодинамику изначально чуждых ей идей переноса, некорректности применения уравнений равновесной термодинамики к необратимым процессам ввиду неизбежного их перехода в неравновесие; неприменимости классических понятий энтропии и абсолютной температуры к термически неоднородным средам и т.п., что потребовало введения ряда дополнительных гипотез и составления уравнений баланса энтропии, на основе других дисциплин, содержащих время в качестве физического параметра. Еще более серьезные препятствия возникли при попытках обобщения ТНП на нелинейные системы и состояния, далекие от равновесия, где нарушаются соотношения взаимности Онсагера [14] и становится несправедливым принцип минимального производства энтропии И. Пригожина [13].

Попытки преодолеть эти трудности без какой-либо корректировки концептуальных основ и математического аппарата классической термодинамики оказались безуспешными.

Глубокая неудовлетворенность исследователей таким положением дел нашла свое отражение в многочисленных попытках построения термодинамики на базе других фундаментальных дисциплин. Наиболее ярко эта тенденция проявилась в «термодинамике реальных процессов» А. Вейника [15], построенной на целом ряде постулатов квантово-механического характера, в «информационной термодинамике» М. Трайбуса [16], базирующейся на формализме теории информации, и в «Рациональной механике» К. Труделла [17], основанной на топологии. Для всех этих теорий характерен отказ от последовательно феноменологического (т. е. основанного на опытных фактах) построения теории необратимых процессов, что лишает их полноты и строгости классического термодинамического метода. Выход может быть найден в построении современной термодинамики на более общей понятийной и концептуальной основе при максимально бережном отношении к классическому термодинамическому наследию. Ниже мы рассмотрим наиболее важные задачи, которые с позиций нашего почти полувекового опыта необходимо для этого решить [18].

## **2. Исключение гипотез и постулатов из оснований теории.**

Одной из наиболее привлекательных черт классического термодинамического метода всегда была возможность получения огромного множества следствий, относящихся к различным явлениям, на основе небольшого числа первичных принципов (начал), носящих характер опытных законов. Будучи последовательно феноменологическим (т. е. опирающимся на опыт) и дедуктивным (от общего к частному), этот метод позволил выявить основные закономерности разнообразных процессов, не вскрывая их молекулярного механизма и не прибегая к модельным представлениям о строении и структуре исследуемой системы.

Однако в настоящее время термодинамика утратила свое особое положение среди других научных дисциплин. Классическая термодинамика закрытых систем обходилась, как известно, двумя исходными постулатами, принимаемыми за ее «начала» – принципами исключенного вечного двигателя первого и второго рода. Эти принципы носили характер запрета и имели статус эмпирических законов. Однако с переходом к рассмотрению открытых систем, обменивающихся веществом с окружающей средой, понадобилось знание абсолютной величины энтропии и внутренней энергии вводимого вещества, т. е. введение третьего начала [19]. Позднее углубленный анализ логической структуры термодинамики [20-22] привел к пониманию необходимости разделения второго начала на два независимых принципа (существования и возрастания энтропии), а также к осознанию важной роли принципа транзитивности равновесия, получившего название «нулевого начала термодинамики». С переходом к изучению неравновесных систем с протекающими в них необратимыми процессами оказалось необходимым добавить принцип взаимности Л. Онзагера, который с феноменологических позиций нередко называют «четвертым началом». Дальнейшие исследования выявили основополагающее для всей термодинамики значение *принципа самоненарушимости равновесия*, которому стали отводить роль ее «общего начала». Таким образом, в основе современной термодинамики лежат уже не два, а семь начал! Тем временем число парадоксов термодинамики, вызывающих сомнение в безупречности ее как теории, не уменьшается [23]. Как остроумно заметил по этому поводу Р. Фейнман, «у нас столько прекрасных начал..., и все-таки у нас не сходятся концы с концами» [24].

Одной из причин такого положения является, на наш взгляд, утрата термодинамикой ее феноменологической природы и усиление роли в ее концептуальной основе соображений статистико-механического характера. Если основоположники статистической механики стремились положить термодинамические законы в основу статистических теорий, то сейчас обычным стало утверждение, будто феноменологическая термодинамика сама нуждается в ее статистико-механическом обосновании (несмотря на то, что в основаниях статистических теорий «имеется много неясностей» [25]). В частности, основоположник теории необратимых процессов (ТНП) Л. Онзагер привлек для обоснования своей теории принцип микроскопической обратимости, теорию флуктуаций и дополнительный постулат о линейном характере законов их затухания. Все эти положения явно выходили за рамки термодинамики, поэтому он не без основания назвал свою теорию «квазитермодинамикой».

Еще более «сильным» допущением стало принятие за основу построения ТНП гипотезы «локального равновесия» И. Пригожина [13]. Эта гипотеза предполагает наличие равновесия в элементах пространственно неоднородных систем (несмотря на отсутствие в них необходимого признака равновесия – прекращения каких-либо макропроцессов); возможность описания их состояния тем же набором параметров, что и в равновесии (несмотря на фактическое введение дополнительных переменных – термодинамических сил) и справедливость для этих элементов основного уравнения равновесной термодинамики (несмотря на неизбежный переход его в неравенство). Принятие этой гипотезы оправдывалось возможностью использования математического аппарата термодинамики в форме равенств к неравновесным процессам. Однако такое построение неравновесной термодинамики

лишило ее основного достоинства термодинамического метода – непреложной справедливости его следствий. Выход из этого положения может быть найден в построении неравновесной термодинамики на положениях, которые не подлежат сомнению и не имеют исключений [26].

#### **Обобщение исходных понятий применительно к неравновесным процессам.**

Особенность неравновесных систем является то, что в них одни и те же изменения состояния (например, нагрев тела) могут быть вызваны как внешним теплообменом, так и появлением внутренних источников тепла трения, высокочастотным нагревом, перемагничиванием, химическими превращениями и т.д. Точно так же объемную деформацию системы можно вызвать не только совершением работы сжатия, но и самопроизвольным расширением в пустоту. Это требует уточнения основополагающих понятий теплоты и работы, которые в равновесной термодинамике были связаны только с внешним энергообменом.

Такое обобщение следует начать с самого понятия *действия*, которым механика оперировала задолго до открытия закона сохранения энергии. В механике под действием понималось то, что вызывало изменение количества движения  $Mdv$ , где  $M$  – масса системы,  $v = dr/dt$  – скорость центра массы. В свою очередь действие выражалось произведением силы  $F$  на длительность ее действия  $dt$ , Н·с, а произведение действия на скорость  $v$  характеризовало мощность  $N = dW/dt$ , т. е. *работу*  $W$ , совершаемую в единицу времени. Таким образом, механика с самого начала исходила из рассмотрения кинетики процесса, а понятие работы

$$dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}, \text{ Дж} \quad (1)$$

связывалось с процессом превращения энергии из одной формы в другую (из кинетической в потенциальную и наоборот). Совсем иной смысл приобрела работа в равновесной термодинамике, которой было совершенно чуждо понятие скорости и мощности процесса.

Рассмотрим, например, работу всестороннего сжатия или расширения газа. Если подобно механике рассматривать давление  $p$  как механическую силу, действующую на элемент замкнутой поверхности  $df$  в направлении нормали к ней, то на основании теоремы о градиенте имеем:

$$\mathbf{F}_p = \int p d\mathbf{f} = \int \nabla p dV = 0. \quad (2)$$

Таким образом, в отсутствие в системе градиентов давления  $\nabla p$  результирующая сил давления  $\mathbf{F}_p$  на замкнутую поверхность равна нулю. Это означает, что в термодинамике работа не связана с преодолением результирующей сил давления  $\mathbf{F}_p$  и с преобразованием энергии. Такова же и «работа ввода» в систему  $k$ -х веществ (частиц), а также заряда. К этой же категории следовало бы отнести и работу против хаотических межмолекулярных сил, совершаемую в процессе теплообмена. Все такого вида работы связаны не с превращением энергии, а с обменом ею между системой и окружающей средой в одной и той же форме. Отсюда многочисленные дискуссии по поводу понятий «располагаемой», «полезной внешней», «технической» и т. п. работы в тех случаях, когда работа расширения  $dW_p = pdV$  сопровождается преобразованием энергии, как это имеет место в потоках газа) [27].

Понимание того, что «работа работе рознь» вынуждает самого начала различать эти две категории, называя, например, работу как меру энергопревращения, *упорядоченной*  $W^r$ , а работу как меру энергообмена – *неупорядоченной*  $W^a$ .

Еще больше кривотолков породило понятие «теплота». В современной технической литературе этот термин употребляется в двух различных смыслах: как функция *состояния* (называемая для краткости «теплотой тела») и как *функция процесса*, являющаяся количественной мерой теплообмена и называемая для краткости «теплотой процесса». Эта двойственность понимания теплоты возникла исторически в связи с ее рассмотрением как хаотической формы движения (в одном ряду с такими явлениями, как свет, звук, электричество, магнетизм) и сохранилась вопреки многочисленным дискуссиям. Понимание теплоты как одной из форм энергии отразилось в понятии теплоемкости системы и закрепилось в теории теплообмена (поскольку обмениваться можно только тем, чем располагаешь). В неравновесных системах такое понимание диктуется наличием внутренних источников тепла. Только в равновесных системах теплота становится лишь количественной мерой процесса теплообмена. Поэтому понимание теплоты в классической термодинамике не может быть перенесено на неравновесные системы. Здесь целесообразно учитывать как теплоту тела, так и теплоту процесса, обозначая первую во избежание путаницы через  $U_T$ , а вторую – через  $Q^1$ .

Невозможность свести теплоту процесса лишь к «одной из форм энергообмена» [28] вынуждает вообще отказаться в неравновесных системах от классического деления энергообмена на *теплоту* и *работу*, тем более что в открытых системах наряду с ними существует не сводимый к ним массообмен. Такой подход позволит в дальнейшем восстановить утраченный смысл понятия энергии.

#### **4. Устранение неопределенности понятия энергии.**

<sup>1)</sup> С той же целью следует применять для элементарных количеств теплоты и работы как функций процесса знак неполного дифференциала  $d$  ( $dQ$ ,  $dW$ ), предложенный С. Ньютоном (1875).

В механике термин «энергия» был введен в начале XIX столетия вместо понятия «живой силы» и означал работу, которую может совершить система тел при их торможении или переходе из данной конфигурации в «нулевую» (исходную). В соответствии с этим энергия делилась на кинетическую  $E^k$  и потенциальную  $E^п$ . Их сумма в замкнутых системах не оставалась постоянной в силу известного явления «диссипации» (рассеяния) энергии. Позднее, с появлением термодинамики, эта точка зрения получила подкрепление в доказательстве существования у тел *внутренней* энергии  $U$ , не зависящей от движения системы или ее положения относительно внешних тел. Это позволило сформулировать закон сохранения полной энергии, под которой стали понимать сумму кинетической  $E^k$ , потенциальной  $E^п$  и внутренней  $U$  энергии изолированной системы:

$$(E^k + E^п + U)_{из} = const. \quad (3)$$

Внешняя энергия предполагалась *взаимной* (т. е. принадлежащей всей совокупности взаимодействующих (взаимно движущихся) тел; внутренняя энергия – *собственной*, т. е. принадлежащей только самому объекту исследования. Однако при этом понятие энергии утратило свой изначальный смысл, поскольку внутренняя энергия  $U$  равновесной системы по определению не способна к совершению внешней работы.

Утрата энергией смысла меры работоспособности породила известную неопределенность понятия энергии, не преодоленную до сих пор. Читатель обычно бывает очень удивлен, не находя в физических справочниках и энциклопедиях более содержательного определения этого понятия, чем философская категория «общей количественной меры всех видов материи». Как заметил с горечью А. Пуанкаре, «мы не можем сказать об энергии ничего сверх того, что существует нечто, остающееся неизменным» [29]. С появлением квантовой механики и квантовой электродинамики ситуация еще более усложнилась, поскольку в них допускаются отрицательные значения энергии. В результате, как с горечью выразился Р. Фейнман, «физике сегодняшнего дня неизвестно, что такое энергия» [30].

Оглядываясь назад, не будет преувеличением сказать, что именно использование термина «энергия» (хотя бы и с прилагательным «внутренняя») применительно к функции  $U$  породило трудности, не преодоленные до сих пор. Ситуация была бы иной, если к величине  $U$  был применен, например, термин *анергия*, предложенный в 1955 году З. Рантом [31]. Тогда закон сохранения мог бы быть отнесен к сумме энергии и анергии как действительно общей мере всех (работоспособных и неработоспособных) форм движения материи.

Однако история не знает сослагательного наклонения. С переходом к изучению химически реагирующих сред стало понятно, что и внутренняя энергия  $U$  обладает некоторой работоспособностью. Частичное решение было найдено Г. Гельмгольцем, предложившим деление внутренней энергии на «свободную»  $F = U - TS$  и «связанную»  $TS$ . Вслед за этим Дж. Гиббс ввел понятие «свободной энтальпии»  $G = H - TS$  как разности между энтальпией (теплосодержанием)  $H \equiv U + pV$  и связанной энергией  $TS$ . Однако ни та, ни другая не характеризует «запас» превратимой (упорядоченной) энергии в системе, поскольку в равновесных системах работа совершается не только за счет убыли их собственной энергии, но и за счет тепла, подводимого при этом из окружающей среды. Этим же недостатком страдает и *эксергия* как часть энергии однородной системы, не находящейся в равновесии с окружающей средой.<sup>1)</sup> Однако и для упомянутых «расширенных» систем *эксергия* не определяет «запаса» энергии, так как в процессе совершения ими работы привлекается энергия и вещество из окружающей среды.

С переходом к исследованию систем, находящихся во внешних силовых полях, стало вообще невозможно отделить внешнюю энергию от внутренней, поскольку часть внешней энергии таких систем все же зависит от их внутреннего состояния (температуры и т. п.). В таких случаях остается единственный выход – переход к изучению изолированных систем, для которых вся энергия является внутренней. Решающую роль при этом играет понимание того, что истинная «линия водораздела» проходит не между теплообменом и работой, а между упорядоченной работой  $W^r$  как мерой процесса *энергопревращения* и неупорядоченной работой  $W^u$  как мерой процесса *энергопереноса*. Тогда становится очевидным, что энергия системы действительно является общей мерой любых (превратимых и непревратимых) форм движения материи, которые для краткости целесообразно назвать *инергией* и *анергией* [32].

### 5. Сохранение системообразующих связей при исследовании неравновесных систем.

Обоснованная выше необходимость перехода к рассмотрению в качестве объекта исследования изолированных (замкнутых) систем соответствует принятому в последнее время за эталон «*системному подходу*». Основной его особенностью как разновидности дедуктивного метода исследования (от общего к частному) является изучение систем «от целого к части». Такой подход предполагает учет всех системообразующих связей, которые отсутствуют у каждой его отдельной части, придают объекту новые свойства. Такие свойства в принципе не аддитивны. В частности, таково свойство неоднородных систем совершать полезную работу, которого, как известно, нет у любой однородной их части. В отношении

<sup>1)</sup> Этот термин как антипод *анергии* также предложил З. Рант в 1955 году.

тепловых машин это положение было осознано еще С. Карно (1824). О том, насколько важно рассматривать энергопреобразующее устройство как единое целое, свидетельствует само понятие «вечного двигателя 2-го рода» как системы, в структуре которой отсутствует рабочее тело, поочередно контактирующее с теплоисточником и теплоприемником.

Вряд ли необходимо доказывать, насколько далеки от учета системных свойств любые фундаментальные дисциплины, сознательно дробящие континуум на бесконечное число однородных элементов в надежде отразить свойства исследуемых систем с помощью подходящих интегралов. Тщетность таких попыток «явилась самым большим потрясением, которые пережила физика со времен Ньютона» [29].

Чтобы избежать потери системных связей, следовало бы рассматривать в качестве объекта исследования такую совокупность взаимодействующих (взаимно движущихся) материальных объектов, которую с приемлемой точностью можно было бы рассматривать как *замкнутую* или *изолированную* систему. Это соответствует методологии классической термодинамики, которая оперировала только параметрами системы в целом. Такая возможность открывается и для неравновесных систем, если исходить из того же системного подхода. Он позволяет обнаружить существование в неоднородных системах особого класса процессов, отличающихся противоположной направленностью. Чтобы показать это, сопоставим плотность  $\rho_i = d\Theta_i/dV$  любого экстенсивного параметра  $\Theta_i$  (массы  $M$ , энтропии  $S$ , заряда  $\Theta_e$ , числа молей  $k$ -го вещества  $N_k$  и т.д.) в какой-либо части системы с её среднеинтегральным значением  $\bar{\rho}_i = \Theta_i/V = V^{-1} \int \rho_i dV$ . Разбивая мысленно такую систему на области объемом  $V'$  и  $V''$ , в пределах которых  $\rho_i' > \bar{\rho}_i$  и  $\rho_i'' < \bar{\rho}_i$ , в силу тождества  $\int \rho_i dV - \int \bar{\rho}_i dV \equiv 0$  имеем:

$$\int_{V'} [\rho_i'(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] dV' + \int_{V''} [\rho_i''(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t)] dV'' \equiv 0. \quad (4)$$

Отсюда следует, что в неоднородной системе всегда можно выделить области с *противоположной направленностью процессов* ( $d\rho_i'/dt > 0$  и  $d\rho_i''/dt < 0$ ). Поскольку же любые процессы возникают только в отсутствие равновесия, тождество (4) можно рассматривать как математическое выражение известного закона материалистической диалектики о единстве и борьбе противоположностей. Факт протекания в неравновесных системах «*противонаправленных*» процессов, исключает возможность судить о свойствах и эволюции системы в целом по изменению ее свойств в какой-либо ее отдельной части. Это в особенности актуально при исследовании таких объектов, как Вселенная, поскольку видимая (наблюдаемая) ее часть составляет ничтожную долю.

#### **6. Придание аксиоматического характера основаниям современной термодинамики.**

Преимущества аксиоматического построения научной дисциплины нагляднее всего демонстрирует математика, в которой уже давно не наблюдается дискуссий. Этого нельзя сказать о физике, где нет единства не только понятий, но даже принципов *классификации процессов*. В частности, теория необратимых процессов (ТНП) [33, 34] классифицирует процессы по причинам, их вызывающим, различая, например, концентрационную диффузию, термодиффузию и бародиффузию. Напротив, теория теплообмена различает процессы по механизму переноса энергии, выделяя кондуктивный, конвективный и лучистый теплообмен. В неравновесных системах, где одни и те же изменения состояния могут быть вызваны различными причинами и, напротив, быть различными в зависимости от скорости процесса, их следует классифицировать лишь по их *последствиям, т.е. по особым, феноменологически отличимым и несводимым к другим изменениям состояния, которые они вызывают*. Такие процессы мы для краткости будем называть независимыми. К ним относятся, в частности, изохорный, изобарный, изотермический и адиабатический процессы, рассматриваемые классической термодинамикой. Таков в принципе и *теплопроцесс* [28], под которым вслед за К. Путиловым мы будем понимать изменение внутренней тепловой энергии тела  $U_i$ , независимо от того, чем оно вызвано – теплообменом или внутренними источниками тепла. Таков и процесс изменения состава системы, который может быть вызван как диффузией веществ через границы системы, так и химическими реакциями внутри системы.

Возможность различать такие процессы с помощью всего арсенала экспериментальных средств проверена уже в течение нескольких столетий. Именно это позволило выделить и изучить множество из них. Поэтому существование таких независимых процессов можно принять за аксиому, назвав ее для удобства ссылки *аксиомой (принципом) различимости процессов*. Из нее следует возможность нахождения для каждого из них независимой «координаты процесса», т. е. *физической величины, изменение которой является необходимым и достаточным признаком протекания этого процесса*. Речь идет о нахождении параметра, который не изменяется при одновременном протекании в тех же элементах пространства других, так же независимых процессов<sup>1)</sup>. В таком случае можно доказать одно

<sup>1)</sup> Именно отсюда вытекало в классической термодинамике требование неизменяемости энтропии как координаты теплообмена в адиабатических процессах, равно как и само требование обратимости

довольно очевидное, но принципиально важную теорему, согласно которой *число независимых координат, определяющих состояние и энергию любой термодинамической системы, равно числу независимых процессов, протекающих в ней.*

Эту теорему о числе степеней свободы системы легко доказать «от противного». Поскольку под термодинамическим процессом понимается изменение свойств системы, выраженных параметрами состояния, то при его протекании с необходимостью изменяется хотя бы один из них. Предположим, однако, что при протекании какого-либо одного независимого процесса с необходимостью изменяются несколько координат состояния. Тогда, очевидно, эти координаты не будут независимыми, что противоречит исходной посылке. Предположим теперь обратное, что любая из координат изменяется с необходимостью при протекании нескольких процессов. Тогда, очевидно, эти процессы не будут независимыми как вызывающие одни и те же изменения свойств системы, что также противоречит исходной посылке. Остается заключить, что *любому независимому процессу (равновесному или неравновесному, квазистатическому или нестатическому) соответствует единственная независимая координата состояния.* Такие координаты в общем случае величины *экстенсивные*, поскольку каждая из них в отдельности определяет энергию системы – величину также экстенсивную.

Эта теорема позволяет избежать как «недоопределения», так и «переопределения» системы, т. е. попыток описать состояние системы недостающим или избыточным числом координат. Именно это является главным источником методологических ошибок и парадоксов современной термодинамики [23]. Далеко не очевидно, например, «недоопределение» состояния континуума, к которому приводит принятие гипотезы локального равновесия. С другой стороны, не очевидно и «переопределение» континуальной среды, вызванное приписыванием ей бесконечного числа степеней свободы, несмотря на конечное число протекающих в их элементах макропроцессов.

Одним из важных следствий аксиомы различимости является возможность отличить термодинамические параметры системы от «скрытых». Согласно ей, такие свойства системы, как цвет, вкус, запах и т. п. не могут считаться термодинамическими параметрами состояния, поскольку им не соответствуют какие-либо независимые процессы. Это относится, в частности, и к «обонятельным», «осозательным» и т. п. степеням свободы, произвольно введенным в термодинамику А. Вейником [35].

### 7. Расширение «пространства переменных» неравновесных систем

Факт протекания в неоднородных системах противонаправленных процессов требует нахождения специфических координат таких процессов. Для этого необходимо изыскать способ перехода от функций распределения (полей) плотности  $\rho_i$  экстенсивных физических величин  $\Theta_i$  (массы  $M$ , числа молей  $k$ -х веществ  $N_k$ , их заряда  $Z_k$ , импульса  $\mathbf{P}_k$ , его момента  $\mathbf{L}_k$  и т.д.), к параметрам, характеризующим состояние неоднородной системы в целом. Этот переход можно осуществить подобно механике, где переходят от описания движения отдельных точек к движению центра масс системы. Чтобы легче понять суть такого перехода, рассмотрим произвольную континуальную среду, характеризующуюся неравномерным распределением плотности  $\rho_i = \rho_i(\mathbf{r}, t)$  энергоносителей<sup>1)</sup> по объему системы  $V$ . Это иллюстрируется рис. 1, на котором изображено произвольное распределение плотности  $\rho_i(\mathbf{r}, t)$  как функции пространственных координат (радиуса-вектора точки  $\mathbf{r}$ ) и времени  $t$ .

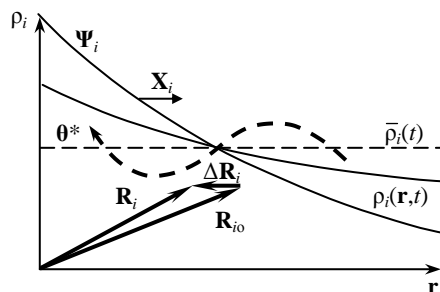


Рис. 1. К образованию момента распределения

Как следует из рисунка, при отклонении распределения  $\Theta_i$  от равномерного (горизонтальная линия) некоторое количество этой величины (помеченное на рисунке звездочкой) переносится из одной части системы в другую, что вызывает смещение центра этой величины из первоначального положения  $\mathbf{r}_{i0}$  в

---

процессов, т. е. отсутствия самопроизвольных изменений энтропии, не связанных с внешним теплообменом.

<sup>1)</sup> Под энергоносителем понимается материальный носитель  $i$ -й составляющей энергии, количественной мерой которого служит физическая величина  $\Theta_i$ . Так, масса  $k$ -го вещества  $M_k$  является носителем энергии покоя; заряд  $\Theta_e$  – носителем электростатической энергии системы; импульс компонента  $M_k \mathbf{v}_k$  – носителем ее кинетической энергии и т.п.

текущее  $\mathbf{r}_i$ . Это смещение может быть выражено специфическим «моментом распределения»  $\mathbf{Z}_i$  экстенсивной величины  $\Theta_i$ [33]:

$$\mathbf{Z}_i = \Theta_i(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i0}) = \int_V \left[ \rho_i(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}_i(t) \right] \mathbf{r} dV. \quad (5)$$

В выражении (5) с особой очевидностью проступает то обстоятельство, что параметры пространственной неоднородности  $\mathbf{Z}_i$  неаддитивны и суммируются лишь при условии, когда величина  $\bar{\rho}$  остается одной и той же в различных частях неоднородной системы. Это следует из сохранения интеграла (5) при его разбиении на части с объемами  $V' < V$ . Однако эти параметры обращаются в нуль при «стягивании» системы в материальную точку, когда  $\rho_i(\mathbf{r}, t) \rightarrow \bar{\rho}_i(t)$ . Это происходит в полном соответствии с теоремой о числе степеней свободы, поскольку в материальных точках процессы перераспределения плотностей  $\rho_i(\mathbf{r}, t)$  отсутствуют. Таким образом, параметры  $\mathbf{Z}_i$  отражают неаддитивность свойств неравновесных систем. Если положить  $\mathbf{r}_{i0} = 0$  на том основании, что в равновесных системах они неизменны, то моменты  $\mathbf{Z}_i = \Theta_i \mathbf{r}_i$  становятся *экстенсивной мерой отклонения системы от равновесия по любому из ее свойств*. Введение таких параметров  $\mathbf{Z}_i$  позволяет устранить основной недостаток ТНП – отсутствие в ней экстенсивных переменных, сопряженных с градиентами потенциалов (термодинамическими силами) так же, как давление  $p$  – с объемом  $V$ , температура  $T$  – с энтропией  $S$  и т.д. Они делают описание неоднородных сред детерминированным, позволяя к тому же естественным путем ввести понятие обобщенной скорости какого-либо векторного процесса (потока  $\mathbf{J}_i = \dot{\mathbf{Z}}_i$ ) как их производных по времени.

### 8. Объединение законов сохранения энергии при энергообмене и энергопревращении.

Первое начало термодинамики

$$dU = dQ - dW^a \quad (6)$$

отражало закон сохранения энергии  $U$  лишь в процессах обмена ею между системой и окружающей средой (в форме теплоты  $Q$  и работы типа всестороннего расширения  $dW^a = pdV$ ). Работы как меры процесса превращения из одной формы (например, тепловой) в другие (например, механическую) оно не содержало. Это вынуждало придумывать круговые процесс, в которых не только энергия системы  $U$ , но и ее носители (энтропия  $S$  и объем  $V$ ) не претерпевали изменений ( $dU, dS, dV = 0$ ). В таком процессе происходило лишь их перераспределение между источником и приемником энергии, не находящимися в равновесии. Тем самым фактически осуществлялся молчаливый переход к термически неоднородной системе, что и отражал принцип Карно.

Однако в континуальных средах невозможно выделить какие-либо однородные части (в том числе источник и приемник тепла), которые обменивались бы между собой энергией согласно уравнению (6). Здесь и становятся необходимыми моменты  $\mathbf{Z}_i$ , учитывающие смещение  $d\mathbf{r}_i$  энергоносителя в пространстве. В общем случае полное изменение вектора  $\mathbf{Z}_i$  может быть представлено в виде суммы трех слагаемых:

$$d\mathbf{Z}_i = d(\Theta_i \mathbf{e}_i r_i) = \mathbf{r}_i d\Theta_i + \Theta_i d\mathbf{R}_i + d\boldsymbol{\varphi}_i \times \mathbf{Z}_i, \quad (7)$$

где  $d\mathbf{R}_i = \mathbf{e}_i dr_i$  характеризует удлинение вектора  $\mathbf{r}_i$ ,  $d\boldsymbol{\varphi}_i = r_i d\mathbf{e}_i$  – его поворот.

Поскольку дальнейшее разложение векторов  $\mathbf{Z}_i$  невозможно, можно говорить о протекании в континууме лишь трех категорий (групп) процессов. Первые осуществляются в условиях  $\mathbf{r}_i = \text{const}$  и отличаются *равномерным* изменением плотности  $\rho_i$  во всех частях системы. Координатами этих процессов служат параметры  $\Theta_i$ . Таковы, в частности, квазистатические (бесконечно медленные) процессы теплообмена, массообмена, объемной деформации и т. п., изучаемые классической термодинамикой<sup>1)</sup>.

Процессы, характеризуемые вторым слагаемым (7), протекают в условиях постоянства параметров  $\Theta_i$  и состоят в *перераспределении* энтропии  $S$ , массы  $M$ , импульса  $\mathbf{P}$  и т. п., между частями (областями, фазами, компонентами) неоднородной системы. Эти процессы всегда неравновесны, даже если протекают бесконечно медленно. Координатами таких процессов являются векторы смещения  $\mathbf{r}_i$ . Третье слагаемое (7) связано с изменением пространственного положения вектора  $\mathbf{r}_i$  (угла  $\boldsymbol{\varphi}_i$ ), который изменяется при его *переориентации*. В макромире такие процессы сопровождают поляризацию тел и их ориентацию по полю.

<sup>1)</sup> Такие процессы протекали настолько медленно, что не нарушали пространственной однородности системы.

Одновременное протекание в неоднородных средах всех трех упомянутых выше групп независимых процессов указывает на то, что каждая составляющая  $U_i$  внутренней энергии системы  $U = \sum U_i$  является функцией трех независимых переменных  $U_i = U_i(\Theta_i, \mathbf{R}_i, \varphi_i)$ , так что её полный дифференциал может быть представлен в виде суммы частных дифференциалов тождеством вида [32]:

$$dU \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i - \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{R}_i - \sum_i \mathbf{M}_i \cdot d\varphi_i. \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (8)$$

Здесь  $\Psi_i \equiv (\partial \mathcal{E} / \partial \Theta_i)$  – усредненное значение обобщенных потенциалов  $\psi_i$  типа абсолютной температуры  $T$ , давления  $p$ , химического потенциала  $k$ -го вещества  $\mu_k$ , электрического потенциала системы  $\varphi$  и т.п.;  $\mathbf{F}_i \equiv -(\partial \mathcal{E} / \partial \mathbf{R}_i)$  – силы в их обычном (ньютоновском) понимании, возникающие в системе вследствие её неоднородности;  $\mathbf{M}_i \equiv -(\partial \mathcal{E} / \partial \varphi_i)$  – крутящие моменты этих сил<sup>1)</sup>.

Тождество (8) представляет собой результат совместного определения сопряженных экстенсивных и интенсивных параметров открытых и закрытых, однородных и гетерогенных, термомеханических и более сложных систем. Оно предопределяет не только количество и смысл параметров, определяющих состояние системы, но и условия их экспериментального нахождения, а также число уравнений связи между ними. В равновесных системах ( $d\mathbf{R}_i, d\varphi_i = 0$ ) оно переходит в объединенное уравнение 1-го и 2-го начал термодинамики в его наиболее общей форме. В изолированных консервативных системах ( $dU, d\Theta_i = 0$ ) оно принимает вид обобщенного закона сохранения энергии при ее превращении из одной формы в любую другую. Не менее важно, что тождество (8) определяет необходимое и достаточное число аргументов энергии системы любой сложности, позволяя тем самым дать более четкое определение энергии как *наиболее общей функции их состояния, характеризующей способность изолированной системы к внутренним превращениям, а неизолированной системы – к совершению любой (упорядоченной и неупорядоченной) работы*. Последнее весьма близко к определению энергии как «сумме всех действий, которые может произвести система», данному Максвеллом [36].

#### **Отказ от идеализации процессов и систем вне рамок условий однозначности.**

Современная термодинамика давно переросла первоначальные рамки теории тепловых машин и превратилась в весьма общий макрофизический метод исследования физико-химических свойств и процессов в их неразрывной связи с тепловой формой движения. Однако в традиционном изложении она по-прежнему предстает как полуторастолетней давности теория тепловых машин с ее неизменным «багажом» в виде идеальных циклов и идеальных газов в качестве их рабочих тел. Нередко даже в современных учебниках и руководствах по термодинамике в основе ее по-прежнему лежит понятийная система равновесной термодинамики (термостатики), которой чужды идеи переноса, и ее математический аппарат, переходящий в неравенства при рассмотрении реальных (нестатических, необратимых) процессов. Такая «идеализация в квадрате» привела к утрате термодинамикой былой славы логически безупречной и математически строгой теории, следствия которой имели статус непреложных истин.

Переход к рассмотрению реальных процессов усугубляет это положение. Прежде всего, исключается возможность идеализации процессов, выраженной в понятиях «квазистатический», «обратимый», «равновесный» и т. п. Понятия «процесс» как последовательность изменений состояния объекта исследования и «равновесие» как состояние, характеризующееся их прекращением, являются взаимоисключающими. Устранение этого противоречия требует признания того, что любой нестатический (протекающий с конечной скоростью) процесс связан с нарушением равновесия и потому необратим. Однако в таком случае классические выражения теплоты  $dQ$  и работы расширения  $dW_p$  переходят в неравенства:

$$dQ \neq Tds; \quad dW_p \neq pdV \text{ и т.д.}; \quad (9)$$

Происходит это потому, что энтропия  $S$ , объем системы  $V$  и массы  $k$ -х веществ  $M_k$  и т.п. могут изменяться и самопроизвольно (объем – вследствие расширения в пустоту без совершения работы, масса – вследствие химических превращений, энтропия – в ледствие трения или любых других необратимых изменений состояния). С ростом интенсивности процессов эти неравенства усиливаются, и расчет на их основе теплоты и работы процесса становится все более нестрогим. При этом сама классическая термодинамика не в состоянии оценить погрешность, связанную с пренебрежением указанными неравенствами. Это породило так называемую проблему термодинамических неравенств, не решенную до настоящего времени.

Путь к ее решению подсказывает тождество (8), которое выделяет равновесную (равномерную) составляющую энергообмена посредством усреднения потенциала  $\Psi_i$ . Другое, не менее важное достоинство тождества (8) состоит в том, что оно указывает на необходимое и достаточное число уравнений взаимосвязи, необходимых для замыкания системы уравнений (8):

<sup>1)</sup> Знак (–) в этом выражении соответствует правилу знаков в термодинамике: подведенная теплота и совершенная системой работа положительны.



$$\Psi_i = \Psi_i(\Theta_i); \mathbf{F}_i = \mathbf{F}_i(\mathbf{R}_i); \mathbf{M}_i = \mathbf{M}_i(\varphi_i) \quad (10)$$

Эти уравнения входящих в условия однозначности, необходимые для решения какой-либо конкретной задачи. При этом тождество (8) накладывает ряд ограничений на общий вид взаимосвязи сопряженных величин  $\Psi_i$  и  $\Theta_i$ ,  $\mathbf{F}_i$  и  $\mathbf{R}_i$ ,  $\mathbf{M}_i$  и  $\varphi_i$ , а также на условия проведения эксперимента при их нахождении. Тем не менее теория допускает любые гипотезы, постулаты, модельные представления или соображения статистико-механического характера, при нахождении этих уравнений, поскольку их справедливость в обязательном порядке подлежит проверке.

Иная ситуация возникает с выводами теоретического характера, касающимися общезначимых и общенаучных следствий любой теории, поскольку их проверка никогда не может быть исчерпывающей. Поэтому чрезвычайно важно избегать гипотез и постулатов именно в основаниях теории, и отдалять тот этап исследования, когда потребуются привлекать эти условия однозначности. В этом отношении обсуждаемое построение термодинамики на основе математических свойств полного дифференциала энергии как функции многих переменных обладает несомненными преимуществами. Такое построение позволяет предсказать ряд новых явлений и получить множество нетривиальных следствий из этой части теории, имеющих высокую степень достоверности [37].

Немаловажно и то, что такой подход открывает новые возможности синтеза ряда инженерных и фундаментальных дисциплин [38].

#### 10. Синтез термостатики и термокинетики

Одна из открывающихся возможностей – синтез термодинамики и теории теплообмена, а в более широком плане – равновесной и неравновесной термодинамики. Дело в том, что теория теплоты с самого момента своего рождения странным образом разделилась на два независимых направления. В 1822 г. появилась известная работа Ж. Фурье, положившая начало теории теплообмена [39], в 1824 г. – не менее знаменитая работа С. Карно [2], заложившая фундамент термодинамики. Обе эти работы основывались на представлении о теплороде как неуничтожимом флюиде, обе рассматривали температуру как некий потенциал, разность которого определяет направление переноса теплоты и возможность совершения работы. Однако время как физический параметр фигурировало только у Фурье, и это наложило отпечаток на все последующее развитие термодинамики. Введение Р. Клаузиусом в 1850-1865 г.г. понятия энтропии как координаты теплообмена и широкое использование в физике XIX века предложенного С. Карно метода циклов прочно связали термодинамику с концепцией обратимости и квазистатичности процессов. Между тем идеи Ж. Фурье развивались своим чередом. Уже в 1822 г. появилась работа Л. Навье, положившая начало гидродинамике вязких жидкостей, в 1827 г. вывел свой знаменитый закон Г. Ом, а в 1855 г. А. Фик предложил кинетическое уравнение диффузии. Однако оба указанных направления развивались совершенно независимо. Их различие проявлялось не только в терминологии – оно носило принципиальный, методологический характер. Термодинамике Клаузиуса – Томсона были чужды идеи переноса и понятие скорости этих процессов. Теория теплообмена, напротив, игнорировала процессы превращения теплоты в другие формы энергии, и ей было чуждо понятие энтропии, а также КПД процесса. Даже теперь остается различным определение ими понятия теплоты процесса  $Q$ . Для термодинамики это часть энергообмена, обусловленная исключительно разностью температур между телами и не связанная с обменом веществом между ними<sup>1)</sup>. Напротив, теория теплообмена предполагает возможность конвективного переноса тепла за счет неоднородности полей других физических величин, например, градиентов концентрации веществ<sup>2)</sup>. Столь странное разделение по существу одной и той же области теоретической физики не могло длиться вечно.

Первую попытку "перекинуть мостик" между обратимыми процессами превращения энергии и необратимыми процессами ее переноса предпринял В. Томсон (1854) при создании теории термоэлектричества [40]. Он предложил метод исследования, основанный на расчленении реальных процессов на обратимую и необратимую части с последующим применением уравнений равновесной термодинамики к той из них, которая изменяет свой знак при изменении направления процесса. На этой основе В. Томсон получил математические соотношения, связывающие эффекты Пельтье и Зеебека с температурным коэффициентом ЭДС. Впоследствии этот метод, названный «псевдотермостатическим», был с успехом применен Гельмгольцем (1878) при создании теории концентрационного элемента, Нернстом в его теории диффузионного потенциала, Истменом (1926) и Вагнером (1929) при исследовании термодиффузии, а также Лондоном (1938) – при изучении термомеханических эффектов в жидком гелии. Однако время по-прежнему не входило в уравнения псевдотермостатики.

Первая попытка ввести время в уравнения термодинамики была предпринята Н. Умовым (1873), который перенес идеи гидродинамики на движение энергии, записав закон ее сохранения в виде уравнения баланса некоей неуничтожимой жидкости с определенной плотностью  $\rho$  [41]. Следующим шагом стало применение Г. Яуманом (1911) понятия потока применительно к энтропии. Позже (в 1927)

<sup>1)</sup> Термодинамика. Терминология. / Под ред. И.И. Новикова. М.: Наука, 1973. Вып. 85.

<sup>2)</sup> Теория теплообмена. Терминология. / Под ред. Б.С. Петухова. М.: Наука, 1971. Вып. 83.

Де Донде связал этот источник энтропии со скоростью химических реакций и их средством. Так в термодинамику начали проникать изначально чуждые ей понятия потока энергии и скорости процесса. Однако решительный шаг в этом направлении был сделан только в 1931 г. Л. Онзагером [14]. Свою формальную теорию скорости релаксационных процессов он построил на основе выражения для скорости возникновения энтропии, искусственно выделяя тем самым необратимую часть изучаемых явлений. С этой целью он предположил, что скорость возрастания энтропии  $S$  адиабатически изолированной системы при её релаксации пропорциональна в первом приближении параметрам  $\alpha_i = x_i - x_{i0}$ , характеризующим отклонение термостатических параметров системы  $x_i$  от своих равновесных значений  $x_{i0}$ , так что причину возникновения  $i$ -го скалярного процесса (термодинамическую силу  $X_i$ ) и его обобщенную скорость (поток  $J_i$ ) можно найти из выражения:

$$dS/dt = \sum_i (\partial S / \partial \alpha_i) d\alpha_i / dt = \sum_i X_i J_i, \quad (11)$$

где  $X_i = (\partial S / \partial \alpha_i)$ ;  $J_i = d\alpha_i / dt$ .

Таким образом, сила  $X_i$  рассматривалась Л. Онзагером как некоторая мера отклонения системы от внутреннего равновесия. При этом он постулировал, что любой из потоков  $J_i$  линейно зависит от *всех действующих в системе термодинамических сил*  $X_j$  ( $i, j = 1, 2, \dots, n$ ):

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j, \quad (i, j = 1, 2, \dots, n): \quad (12)$$

Здесь  $L_{ij}$  - «феноменологические» коэффициенты, которые Онзагер полагал не зависящими от состояния системы и скорости процесса. На недиагональные слагаемые  $L_{ij} X_j$  в матричных законах (12) Онзагер возложил ответственность за разнообразные эффекты, возникающие, по его мнению, вследствие «наложения» (взаимосвязи) нескольких необратимых процессов, одновременно протекающих в одних и тех же областях пространства. При этом между «перекрестными» коэффициентами  $L_{ij}$  и  $L_{ji}$  он обнаружил «соотношения взаимности»

$$L_{ij} = L_{ji}, \quad (13)$$

утверждающие симметрию матрицы феноменологических коэффициентов.

В последующем теория релаксационных процессов Онзагера была распространена на стационарные необратимые процессы (К.Денбиг, 1954; И. Пригожин, 1947; И. Майкснер, 1954; Де Гроот С.Р., 1956, Р.Хаазе, 1967 и т. д.). При этом наряду с постулатами Л. Онзагера и гипотезой локального равновесия И.Пригожина привлекались уравнения ряда фундаментальных дисциплин, содержащих время. На их основе составлялось уравнение баланса энтропии типа (11) и находились термодинамические силы  $\mathbf{X}_i$  и потоки  $\mathbf{J}_i$  векторной природы.

Как видим, в методологическом отношении ТНП принципиально отличается от классической термодинамики использованием целого ряда гипотез и постулатов, которые лишают ее полноты и строгости, свойственных ее методу. Представляет поэтому несомненный интерес возможность последовательно термодинамического обоснования теории необратимых процессов. Речь идет, по существу, о синтезе «термостатики» и «термокинетики» подобно изложению статики и кинетики в механике и электродинамике.

Путь к такому построению ТНП открывается благодаря тождеству (8), которое позволяет описать кинетику необратимых процессов. Достигается это анализом полной производной внутренней энергии по времени [42]:

$$dU/dt \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i/dt - \sum_i \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i, \quad (14)$$

где  $\mathbf{X}_i = -(\partial U / \partial \mathbf{Z}_i)$  – векторные термодинамические силы;  $\mathbf{J}_i = d\mathbf{Z}_i/dt$  – сопряженные с ними потоки, имеющие смысл импульса энергоносителя  $\Theta_i$  ( $\mathbf{J}_i = \Theta_i \mathbf{v}_i$ ). Эти силы и потоки находятся непосредственно из тождества (14) и не требуют составления громоздких уравнений баланса массы, заряда, импульса, энтропии и т. п. К тому же потоки приобретают вполне однозначный смысл импульса энергоносителя  $\Theta_i$  ( $\mathbf{J}_i = \Theta_i \mathbf{v}_i$ ), а силы,  $\mathbf{X}_i$  – градиентов соответствующих потенциалов  $\Psi_i$ . Это исключает какой бы то ни было произвол в их выборе и экспериментальном нахождении, что играет решающую роль при дедуктивном построении и осмыслении любой фундаментальной дисциплины.

### 11. Переход от термодинамики к энергодинамике

Все известные виды «динамик» базируются до настоящего времени на законе сохранения энергии для консервативных систем. Ни механика, ни электродинамика не учитывают факт неизбежного перехода их уравнений в неравенства при учете необратимости реальных процессов. Между тем, как мы показали недавно на примере механики [43], учет необратимости требует коррекции всех трех законов механики Ньютона. Более того, коррекции подлежит и релятивистская механика, основанная на этих законах.

Сказанное непосредственно касается и обобщения термодинамики на нетепловые и нециклические машины. Неизбежные в них потери работоспособности в настоящее время учитываются не иначе, как с помощью КПД, вводимых «руками» и предполагаемых не зависящими от параметров преобразователей энергии и режимов их работы. Между тем известно, что КПД любого из преобразователей энергии обращается в нуль дважды: на «холостом ходу» и в режиме «короткого замыкания», и достигает максимального значения на определенном режиме [44]. В отрыве от этой реальности анализ эффективности тепловых и нетепловых машин становится неполным, а иногда и просто ошибочным.

Достаточно упомянуть хотя бы утверждение, что 2-е начало термодинамики, ограничивающее эффективность тепловых машин коэффициентом полезного действия идеального цикла Карно, неприменимо к нетепловым машинам, *предельный КПД которых всегда равен единице* [7].

Чтобы обосновать ошибочность подобной «дискриминации» теории тепловых машин, необходимо было показать, что законы термодинамики справедливы и для любой формы энергии [44]. Это потребовало распространения термодинамического метода исследования на нетепловые формы энергии. Таким образом, была создана «энергодинамика» как единая теории производительности и эффективности тепловых и нетепловых, циклических и нециклических, прямых и обратных машин [32]. Теория такого типа также базируется на тождестве (8) и не привлекает какие-либо гипотезы и постулаты. Это позволяет выявить общие закономерности нестатических процессов преобразования энергии независимо от их принадлежности к той или иной области знания. Такой подход открывает возможность интеграции фундаментальных дисциплин на принципиально новой методологической основе, учитывающей необратимость и не нуждающейся в привлечении гипотез, постулатов и модельных представлений, которыми так изобилует современная теоретическая физика. Наряду с этим открываются новые возможности использования полевых форм энергии [45].

В заключение отметим, что многие из сформулированных выше задач были успешно решены в ряде упомянутых выше монографий автора. Поэтому постановку этих задач в настоящей статье следует рассматривать как план дальнейших исследований.

### Список литературы

1. Гельфер Я.М. История и методология термодинамики и статистической физики. Изд. 2. М.: Высшая школа, 1981.
2. Карно С. Размышления о движущей силе огня и машинах, способных развивать эту силу // Второе начало термодинамики. // М.: Гостехиздат, 1934. С. 17-62.
3. Клаузиус Р. Механическая теория теплоты. // Второе начало термодинамики. М.: Гостехиздат, 1934. С. 63-99.
4. Гиббс Дж.В. Термодинамические работы. Ч. 3. О равновесии гетерогенных веществ. Пер. с англ. М. Л.: Гостехиздат, 1950.
5. Шамбадаль П. Развитие и приложения понятия энтропии: Пер с франц. М.: Наука, 1967.
6. Кедров Б.М. Парадокс Гиббса. // М.: Наука, 1969.
7. Базаров И.П. Термодинамика. Изд. 4-е. М.: Высшая школа, 1991.
8. Ott H. // Zeitschr. Phys., 1963. V. 70. S. 75.
9. Arzelies H. La crise actuelle de la thermodynamique theorie // Nuovo Cimento. 41 B, 1966. 61.
10. Ramsey N.F. Thermodynamics and Statistical mechanics by Negative Absolute Temperature. // Phys. Rev., 1956. V. 103. № 1. P. 279.
11. Abragam A., Proctor W. Spin Temperature. // Phys. Rev. 109, 1958. 1441.
12. Meixner I. Thermodynamik der irreversiblen Prozesse. Aachen, 1954.
13. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.: ИИЛ, 1960.
14. Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. // Phys. Rev., 1931. 237(14). P. 405-426; 238 (12). P. 2265-2279.
15. Вейник А.И. Термодинамика. Минск: Высш. школа, 1968.
16. Трайбус М. Термостатика и термодинамика. М.: Энергия, 1970.
17. Трудделл К. Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. М.: Мир, 1975.
18. Эткин В.А. О недостатках изложения и трудностях понимания термодинамики. / М.: ВНИИЦ, 1970. № гос. рег. Б525538.
19. Нернст В. Теоретические и опытные основания нового теплового закона. М.-Л.: ГИЗ, 1929.
20. Каратеодори К. Об основах термодинамики // Развитие современной физики. М.: Наука, 1964. С. 188-223.
21. Афаносьева-Эренфест Т.А. Необратимость, односторонность и 2-е начало термодинамики. // Журн. прикл. физ., 5 (3, 4), 1928. 3-30.
22. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. М.: Энергоатомиздат, 1986.
23. Эткин В.А. Паралогизмы термодинамики. Saarbrücken, Palmarium Ac. Publ., 2015.
24. Фейнман Р. Характер физических законов. М.: Мир, 1968.
25. Кубо Р. Термодинамика. М. Мир, 1970.
26. Эткин В.А. К термодинамике локально неравновесных систем. // Материалы 2-й Всесоюзной конференции «Термодинамика необратимых процессов и ее применение». Черновцы, 1984. С. 304-305.
27. Андрющенко А.И. Основы технической термодинамики реальных процессов. М.: Высшая школа, 1975.

28. Путилов К.А. Термодинамика. М., 1971.
29. Пуанкаре А. О науке. М.: Наука, 1983.
30. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 1, 2. М.: Мир, 1976.
31. Рант З. [Эксергия — новый термин для обозначения «технической работоспособности». 1965.](#)
32. Эткин В.А. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии) .СПб. «Наука», 2008. 409 с.
33. Де Гроот С.Р., Мазур Р. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964,
34. Хаазе Р. Термодинамика необратимых процессов. М.: Мир, 1967.
35. Вейник А.И. Термодинамика. Минск.: Высш. школа, 1968.
36. Максвелл Дж.К. Трактат по электричеству и магнетизму. М.: Наука, 1989. Т. 1, 2.
37. Etkin V. Verifiable Forecasts of Ergodynamics. // Scientific Israel - Technological Advantages, 16(1, 2), 2014. 130-137.
38. Эткин В.А. Синтез основ инженерных дисциплин (Энергодинамический подход к интеграции знаний). Lambert Academic Publishing, 2011.
39. Fourier J.B. Theorie analytique de la chaleur. Paris, 1822.
40. Tomson W. Mathematical and physical papers. Cambridge, 1882. V. 1.
41. Умов А.И. Избранные сочинения. М. Л., 1950. С. 203.
42. Эткин В.А. Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии). Тольятти, 1999. 228 с.
43. Эткин В.А. Учет необратимости в законах классической механики. // Проблемы науки. № 8 (32), 2018. С. 5-10.
44. Эткин В.А. Теория подобия энергетических установок. / Сборник научных трудов «Проблемы теплоэнергетики», Саратов, 2012. Вып. 2. С. 10-19.
45. Эткин В.А. Теоретические основы бестопливной энергетики. Канада. «Altaspera», 2013. 155 с.