

# ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПЕРВОГО НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМИКИ ПНЕВМАТИЧЕСКИМИ И ТЕПЛОВЫМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ

Л.В. Даниленко

Федеральное агентство по образованию  
Государственное образовательное  
учреждение высшего профессионального  
образования  
«Братский государственный университет»  
665709 г. Братск, ул. Макаренко 40  
ГОУ ВПО «БрГУ»

*В статье приведены результаты исследований 1-го начала термодинамики с позиций Теории энергетических аналогий. Описаны сопровождающие современную запись 1-го начала термодинамики «шероховатости» понятийных определений и их разрешение при потенциальном представлении. Показаны перспективы использования потенциального представления для физического моделирования и применения методов теории автоматического управления.*

**Введение.** Для оптимизации описания сложных исследуемых процессов, а также разработки и испытаний их моделей, необходимо иметь, не зависимо от рода энергоносителей, минимальный набор универсальных понятийных определений. При исследовании окружающей среды такие понятия должны обеспечиваться в первую очередь технической термодинамикой и гидрогазодинамикой, механикой и электротехникой. Однако в этих дисциплинах пока уживаются различные определения и размерности даже для элементарных понятий – потенциалов, расходов и сопротивлений, что требует переосмысления понятий и преобразования размерностей при комплексном моделировании, препятствуя непосредственному применению методических аналогий из смежных энергетических наук.

Разработка начала Теории энергетических аналогий (ТЭА), позволила, постулируя сохранение мощности, систематизировать для энергетических дисциплин определения базовых понятий и представить мощность, потенциалы, расходы энергоносителей, а также выражения для активных сопротивлений, ёмкостей и инертностей в идентичными размерностями [1].

Основа настоящей теории была заложена

русским профессором Московского университета Н.А. Умовым (1846-1915) в докторской диссертации «Уравнения движения энергии в телах» (1874 г.) определившей энергию субстанцией с перспективой дальнейших исследований, однако недостаток информации и консерватизм учёных отложил их на столетие [2].

## 1. Основные понятия и определения Теории энергетических аналогий (ТЭА).

За обобщающий базовый параметр в теории энергетических аналогий принята мощность  $N$  [ $\text{кг}\cdot\text{м}^2/\text{с}^3$ ; Вт], что обусловлено постулатом её сохранения, возможностью прямого измерения и универсальностью применения в энергетических дисциплинах: гидромеханике, классической механике, теплотехнике и электротехнике.

Соответственно мощность состоит из потенциала –  $\Pi$  [ $\text{м}^2/\text{с}^2$ ] и расхода –  $\Phi$  [ $\text{кг}/\text{с}$ ]:

$$N = \Pi \cdot \Phi. \quad (1)$$

Потенциал  $\Pi$  характеризует мощь, силу, способную произвести работу, определяя энергию единицы массы энергоносителя. Потенциалом обладает любая система (тело) не зависимо от способа и пути его приобретения – за счёт химической реакции, силовых полей внешних или внутренних, нагрева или импульсных воздействий. Виды потенциалов различаются по роду энергии и энергоносителя. Практически каждый потенциал состоит из – интенсивного (активного) и экстенсивного (пассивного) субпотенциалов. Обмен энергией между системами (работа) осуществляется лишь при разности интенсивных субпотенциалов. Особое положение занимает потенциал динамический, как квадрат скорости движущегося энергоносителя, определяющий энергетические возможности динамического взаимодействия с другими системами.

Расход  $\Phi$  характеризует скорость прохождения массы энергоносителя через фиксированное «живое» сечение  $S_{\text{ж}}$  границы системы.

Разделение мощности на потенциал и расход позволило обосновать постулат сохранения мощности законами сохранения энергии и массы в пределах классической физики. Субпотенциалы по ТЭА формируются из принятых ныне параметров отдельной энергетической дисциплины, но также имеют идентичные единицы измерения независимо от рода энергоносителя [3].

В освоении начал ТЭА особая роль отводится термодинамике как базовой составляющей экологических моделей, почему и сосредоточим внимание на её основах.

## 2. Понятийное состояние термодинамических основ.

Отправным началом любой научной дисциплины служит систематизация – приведение к однозначности понятий и определений внутри самой дисциплины и в согласии с устоявшимися аналогами смежных дисциплин. В термодинамике чёткая систематизация отсутствует, поэтому результатом данной работы стала модернизация систематизации её начал согласно ТЭА.

Исторически источником формулировок и понятий для других наук стала механика, а потому закравшиеся неточности естественным путём перекочевали в термодинамику.

Сразу отметим, что приводимые далее автором «шероховатости» в определении нынешних понятий никоим образом не бросают тень на гениальность трудов первопродцов науки, которые имели лишь малую толику информации о науках, находящихся тогда на начальных стадиях развития.

Остановимся на некоторых примерах весьма разных трактовок в научной литературе понятий работы и потенциала. Подтвердим это некоторыми цитатами: «Работой называется произведение силы на перемещение» - Х. Кухлинг; «Физический термин «работа» ничего общего не имеет с житейским смыслом...» - Р. Фейнман; «Работа - энергия, передаваемая одним телом другому не связанная с переносом теплоты и (или) вещества» - [4]. Не вдаваясь в бесконечные споры о выборе термина «работа», определим её как «процесс передачи энергии», основываясь на житейском понятии – работа это «нахождение в действии» [5]. Определение работы по ТЭА позволяет объединить как передачу энергии путём однонаправленного перемещения и силы, так и передачу энергии в процессе деформаций. Понятия «потенциал» только у А.Г. Вебстера встречается в 30 вариациях, поэтому и для него следует принять, согласно ТЭА, единое понятийное определение: «потенциал - степень мощности в каком-либо отношении, совокупность имеющихся возможностей, средств, источников, запасов в какой-либо области, которые могут быть использованы для решения определённой

задачи» [6]. Если коротко, то «потенциал» — энергетическое наполнение системы.

Исключительная роль термодинамики в исследовании современных процессов дополняется концентрацией вокруг её первого закона разно воспринимаемых смысловых понятий и формулировок. Подкрепим это мнение цитатами из базовых учебников. Автор [7] утверждает: «Энергия, переданная системой с изменением её внешних параметров, также называется работой  $W$  (а не количеством работы), а энергия, переданная системе без изменения её внешних параметров, – количеством теплоты  $Q$ » и «Работа  $W$  и количество теплоты  $Q$  имеют размерность энергии, а работа и теплота не являются видами энергии: они представляют собой два различных способа передачи энергии... поэтому бессмысленно говорить о запасе теплоты в теле». И так, с одной стороны «теплота» и «работа» это «энергия», как и предписано в [4], а с другой это «не виды энергии, а способы её передачи!» Дополнительно процитируем [8]: «Некоторые авторы ищут выход в том, что вкладывают различное содержание в слова «вид» энергии и «форма энергии», а «многие авторы применяют выражения «виды энергии» и «формы энергии» как равнозначные» и: «Теплота и работа являются двумя единственно возможными формами перехода энергии от одного тела к другому». (А ведь слова «вид» и «форма» по словарю С.И. Ожегова практически синонимы!) Доказательством для [8] служит фраза: «Я с настойчивостью утверждал, что теплота не есть вид энергии, хотя и представляет собой форму движения. В частности, утверждение, что теплота не есть вид энергии, вызвало больше всего возражений, хотя это утверждение, во-первых, пожалуй, старше меня по возрасту и, во-вторых, представляет собой бесспорную истину». Этой «истине» противопоставили свои мнения Р. Клаузиус, У. Томсон, А.Ф. Иоффе, Р.А. Милликен, Д.Л. Тагеев, К. Шеффер и др.. И как результат: «Тот или иной автор, заметив подчас, что он напрасно назвал теплоту видом энергии, спешит дать пояснения, после которых делается просто невозможным понять, что же собственно, по мнению автора, представляет собой теплота». «Понятия «работа» и «теплота» имеют в термодинамике методическое значение, они отнюдь не определяют собой содержания термоди-

намики. Не правильно рассматривать термодинамику как науку о тепловых явлениях или тем паче о тепловой энергии, которая вообще не существует» [8].

Автор, высоко ценя достижения первопроходцев-предшественников в науке и относясь к их личностям с глубоким уважением, привёл некоторые цитаты вовсе не для уничижения их авторов [7] и [8], а лишь для обоснования причин, по которым ему самому не удалось воссоздать ясное видение физической сущности основ термодинамики при самостоятельном изучении. К сожалению, как показали опросы, таких «непонятливых» много, поэтому, используя сугубо физические модели, постараемся исключить накопившиеся «шероховатости» и связать термодинамические процессы с аналогичными энергетическими процессами, уже усвоенными ранее.

### 3. Применение энергетических аналогий в термодинамике.

В технической термодинамике исследуются процессы обмена между системой и окружающей средой тепловой и механической энергией, а также взаимное преобразование этих энергий. Теория энергетических аналогий объединила понятием тепловой энергии, как субстанции, и бытовое её восприятие – «тепло», «теплота», «количество тепла», исключив мешающую казуистику. В итоге тепловая энергия  $Q$  описывается тепловыми параметрами или тепловой потенциал  $\Pi^T$ :

$$Q = C \cdot T \cdot m = \Pi^T \cdot m, \quad (2)$$

где  $C$  – теплоёмкость системы [Дж/К];  $T$  – температура системы [К];  $m$  – масса системы [кг]. Механическая (пневматическая) энергия  $E^M$  описывается механическими (пневматическими) параметрами, либо посредством механического  $\Pi^M$  (пневматического  $\Pi^n$ ) потенциала:

$$E^M = L \cdot P = \Pi^M \times m = U \cdot p = \Pi^n \times m, \quad (3)$$

где  $L$  – перемещение [м],  $P$  – сила [Н];  $U, p$  – объём [м<sup>3</sup>] и давление [Па] рабочего тела системы. В дифференциальной форме потенциалы можно представить суммой соответствующих субпотенциалов:

$$d\Pi^T = (C \cdot dT + T \cdot dC)/m = c \cdot dT + T \cdot dc, \quad (4)$$

$$d\Pi^M = (L \cdot dP + P \cdot dL)/m = L \cdot dg + g \cdot dL,$$

$$d\Pi^n = (V \cdot dp + p \cdot dV)/m = v \cdot dp + p \cdot dv,$$

где  $c, g, v$  – удельные величины теплоёмкости, силы и объёма.

Представив тепловую и механическую (пневматическую) энергию единой субстанцией, ТЭА наделяет работу понятием процесса - перемещения тепловой и (или) пневматической энергии из окружающей среды в систему и обратно. В результате для термодинамики лишается смысла принцип эквивалентности «работы» и энергии. Кроме того, энергия системой может накапливаться, а потенциалы изначально представляют собой полные дифференциалы.

Докажем, на примере закрытой термодинамической системы, возможность чисто энергетического представления первого начала термодинамики и непротиворечивости его закону сохранения энергии. Существующая запись первого начала термодинамики позволяет получать удовлетворительные практические результаты, поэтому для сравнения с новой записью раскроем физический смысл «внутренней энергии системы» и покажем преимущества рекомендуемой к внедрению новой интерпретации первого начала термодинамики.

### 4. Физическая модель закрытой системы

В общем случае закрытая система технической термодинамики обладает суммой тепловой  $\mathcal{E}^T$  и механической  $\mathcal{E}^M$  (для газов пневматической  $\mathcal{E}^n$ ) энергий:

$$\mathcal{E}^T + \mathcal{E}^M = \text{const. или } \mathcal{E}^T + \mathcal{E}^n = \text{const.}$$

При соприкосновении с окружающей средой, или другой аналогичной системой, и наличии исходной разности активных параметров - сил (давлений) и температур, между ними начинается обмен тепловой и механической (пневматической) энергией. Согласно постулату теории энергетических аналогий, в идеальном случае мощность, отдаваемая окружающей средой (системой) равна мощности потребляемой исследуемой системой, что позволяет, согласно закону сохранения энергии, записать в общем виде их контактные равновесные состояния в приращениях потенциалов:

$$\sum m_i^* \cdot (d\Pi^{T*} \leftrightarrow d\Pi^{n*}) = \updownarrow = \sum m^i \cdot (d\Pi^T \leftrightarrow d\Pi^n), \quad (5)$$

где двунаправленная стрелка указывает на взаимное энергетическое преобразование одного рода энергии в другой в пределах рабочего тела системы или окружающей среды, а « $\updownarrow$ » – знак энергетического равновесия. Индекс «\*» определяет параметры окружающей среды, а его отсутствие - параметры системы. Запишем (5), учтя (4):

$$[C^* \cdot dT^* + T^* \cdot dC^*] \leftrightarrow [p^* \cdot dV^* + V^* \cdot dp^*] = \updownarrow = [C \cdot dT + T \cdot dC] \leftrightarrow [p \cdot dV + V \cdot dp], \quad (6)$$

откуда, при завершении энергообменных процессов в рабочих телах системы и окружающей среды, получим для установившегося процесса, при котором  $T^* = T$ ,  $p^* = p$ , (6) упростится:

$$C^* \cdot dT + T \cdot dC^* + p \cdot dV^* + V^* \cdot dp = \updownarrow = C \cdot dT + T \cdot dC + p \cdot dV + V \cdot dp, \quad (7)$$

что представит общий вид исходного уравнения сохранения термодинамической энергии при изменении равновесного состояния по ТЭА. Остальные уравнения сохранения энергии формируется из (7) путём дополнения его конкретными ограничениями по параметрам и рабочим телам систем.

Знак энергетического равновесия « $\updownarrow$ » свидетельствует об отсутствии однонаправленного перетекания энергии между системами, обусловленного равенством интенсивных составляющих субпотенциалов – давления  $p$  и температуры  $T$ . Переход же к знаку равенства между приращениями энергии системы и окружающей среды будет определяться энергоёмкостью системы, которая вычисляется предварительно.

Перейдём к физическому описанию термодинамического взаимодействия закрытой системы через подвижную границу с окружающей средой. Пусть рабочим телом системы и окружающей среды служит идеальный газ. В качестве рабочей модели примем общеизвестную схему, предложенную ещё С. Карно [9], включающую однодонный полый цилиндр, составляющий пару идеального скольжения с поршнем. Классические условия позволяют сделать ряд упрощающих (7) допущений: во-первых, использование идеального газа позволяет исключить члены с переменной теплоёмкостью –  $T^* \cdot dC^* = 0$  и  $T \cdot dC = 0$ ; во-вторых, рабочее тело исследуемой системы непосредственно воспринимает энергию только изменения объёма при перемещении поршня, т.е.  $V^* \cdot dp^* = 0$ ; в-третьих, ввиду того, что объём системы бесконечно мал по сравнению с объёмом окружающей среды  $V/V^* \rightarrow 0$ , влиянием системы на окружающую среду можно пренебречь, приняв  $V^* = \text{const.}$  и соответственно  $p^* \cdot dV^* = 0$ . Подстановка допущений в выражении (7) даёт его остаток:

$$C^* \cdot dT = \updownarrow = C \cdot dT + p \cdot dV + V \cdot dp. \quad (8)$$

Примем правую часть (8) за эталон, положив массу газа равную единице –  $m = 1$  [кг] и разделим всё выражение на  $m$ :

$$m^* \cdot c^* \cdot dT/m = \updownarrow = c \cdot dT + p \cdot dv + v \cdot dp, \quad (9)$$

где строчные «с» и «v» обозначают удельную теплоёмкость и объём. Тогда удельная доля тепла – переданная системе с единичной массой рабочего тела составит:

$$c^{**} \cdot dT = c \cdot dT + p \cdot dv + v \cdot dp, \quad (10)$$

где  $c^{**} = c^* \cdot m^*/m$  – виртуальная удельная массовая теплоёмкость рабочего тела окружающей среды. Из (10) естественно следует определение количества удельной тепловой энергии  $dq$ , передаваемой окружающей средой системе:  $dq^* = dq = c^{**} \cdot dT$ .

### 5. Сравнение записи «первого начала» в классической и в новой интерпретации.

Продолжим сравнение на примере предыдущего раздела. Пусть система из одного равновесного состояния при энергетической подпитке от внешней среды приобрела новое внутреннее равновесное состояние:

$$p \cdot dv + v \cdot dp = c \cdot dT, \quad (11)$$

Выразим, согласно кинетической теории идеальных газов, приращение давления  $dp$  через приращение температуры  $dT$  [10]:

$$dp = \check{n} \cdot k \cdot dT, \quad (12)$$

где  $\check{n}$  – число молекул в единичном объёме газа [м<sup>-3</sup>], а  $k = 1,38 \times 10^{-23}$  [Дж/К] – постоянная Л. Больцмана. Подставим значение  $dp$  из (12) в (11) и приведём подобные члены:

$$p \cdot dv = (c - v \cdot \check{n} \cdot k) \cdot dT, \quad (13)$$

тогда общее приращение энергии системы определится количеством полученного извне тепла от окружающей среды  $c^{**} \cdot dT$ , и суммой обеих субпотенциалов (13):

$$c^{**} \cdot dT = (c - v \cdot \check{n} \cdot k) \cdot dT + p \cdot dv. \quad (14)$$

Для выявления соответствия выражения в скобках (14) аналогичному параметру в классической записи «первого начала» зафиксируем начальное положение границы системы –  $dv = 0$ , т.е. реализуем изохорный процесс. Тогда из (14), с учётом того, что при изохорном процессе система получает количество тепла  $c_v \cdot dT$ , получим:

$$c_v \cdot dT = (c - v \cdot \check{n} \cdot k) \cdot dT. \quad (15)$$

Сокращая (15) на  $dT$  получим удельную теплоёмкости при постоянном объёме, как частный случай виртуальной массовой удельной теплоёмкости окружающей среды, выраженной через параметры системы:

$$c_v = c - v \cdot \check{n} \cdot k. \quad (16)$$

В итоге, запись «первого начала» для термодинамического обмена система – окру-

жающая среда с идеально-газовыми рабочими телами, из (10), составит уравнение:

$$c^* \cdot dT = c \cdot dT + p \cdot dv - v \cdot dp. \quad (17)$$

Таким образом, можно считать доказанным непротиворечивость новой интерпретации первого начала термодинамики не только его современной «классической» записи, но и закону сохранения энергии.

В случае, термодинамического взаимодействия энергетически ограниченных систем, выражение (17) следует дополнить приращением пневматического потенциала системы, заменившей окружающую среду,  $d\Pi^* = p^* \cdot dv^* - v^* \cdot dp^*$ , что позволяет сохранить выражение для «первого начала» (7) ясную физическую интерпретацию:

$$d\Pi^* + d\Pi = d\Pi^* + d\Pi.$$

**Заключение.** Привлечение Теории энергетических аналогий к термодинамике позволило упростить терминологию, исключить принцип эквивалентности, расшифровать «внутреннюю энергию» системы и естественно представить закон сохранения энергии полными дифференциалами, что исключило применения к нему дифференциальных форм И. Пфаффа, открыв возможность дальнейшей унификации понятий с другими энергетическими дисциплинами.

Например, сравнивая количество удельного тепла  $q$ , полученного системой, с его потенциальным эквивалентом из (4) получаем запись:

$$dq = c \cdot dT + T \cdot dc,$$

из которой, при переменной температуре  $T$ , следует классическое определение теплоёмкости  $c = dq/dT$ , а при постоянной температуре – величина переменной теплоёмкости  $dc = dq/T$ , которая функционально идентична величине энтропии  $ds = dq/T$ .

Транзитивность отношения равенства  $dc = dq/T$  и  $ds = dq/T$  узаконивает равенство приращений теплоёмкости и энтропии –  $dc = ds$ ! В итоге, во всех классических записях понятие «энтропии», правомерно заменить на понятие «теплоёмкости». Выборочные расчёты подтвердили идентичность свойств энтропии и теплоёмкости теоремой Гюи-Стодола и циклом С. Карно.

Замена понятия «энтропии» на понятие «теплоёмкости», не только возвращает физическое понимание процессов, но и позволяет использовать наработки для энтропии в теплообмене, где энтропия, как понятие, непосредственно не используется.

Следует отметить, что окончательное исключения «энтропии» будет сопровождаться множеством споров с автором, а потому потребуется не один печатный лист для доказательств правоты рождающейся истины.

Отметим ещё одну функцию состояния – «энтальпию», которая по ТЭА равна тепловому субпотенциалу  $c_p \cdot dT$ , что делает нерациональным её применение в дальнейшем.

Интерпретация «первого начала» термодинамики физическими функциями позволила непосредственно применить его в моделировании и исследованиях систем по аналогиям – на элементах электроавтоматики и методами теории автоматического управления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Общий подход к использованию аналогий в гидромеханике, механике твёрдого тела, теплотехнике и электротехнике/Л.В. Даниленко. Братск. индустр. ин-т – Братск 1998/-17с.- Библиогр. 5 назв. - Рус. – Деп. в ВИНТИ 25.02.99, № 214-В99.
2. Умов Н.А. Уравнения движения энергии в телах //Умов Н.А. Избр. соч. М.: Л. Гостехтеоретиздат, 1950. С.151 – 200.
3. Даниленко Л.В. Единообразное описание энергоразнородных элементов автоматики. Журнал «Датчики и системы» № 7 (62), М.:, 2004, с.21- 24.
4. Термодинамика: Основные понятия. Терминология. Буквенные обозначения величин./Отв. ред. И.И. Новиков.–М.:Наука, 1984.– 40 с.– (Сб.определений/АН СССР, Комитет научн.-техн. термин.; вып. 103)
5. Ожёгов С.И. Словарь русского языка: Ок. 57000 слов. – Екатеринбург, "Урал – Советы" ("Весть"), 1994. – 800 с.
6. Васюкова И.А.Словарь иностранных слов. М.: АСТ-ПРЕСС, 1998. 640 с.5.
7. Базаров И.П. Термодинамика: Учеб. для вузов.– 4-е изд., перераб. и доп.– М.: Высш. шк., 1991.–376 с.: ил. 5
8. Путилов К.А. Термодинамика. М.: Наука, 1971, 375 с., ил.
9. Кричевский Н.Р. Понятия и основы термодинамики. Химия, М.:1970 г. 440 с. ил.
10. Г. Бёрд. Молекулярная Газовая динамика. Пер.с англ. А.И. Ерофеева, О.Г. Фридлендера и В.Е. Яницкого, Под ред. О.М. Белоцерковского и М.Н. Когана.– М.: Мир, 1981.320 с.