

5

**УЧЕТ НЕОБРАТИМОСТИ В ЗАКОНАХ КЛАССИЧЕСКОЙ
МЕХАНИКИ**
**ACCOUNTING OF IRREVERSIBILITY IN LAWS OF CLASSICAL
MECHANICS**



**Эткин В.А. , д.т.н., профессор.
Тольяттинский государственный университет, г.Тольятти,
научно-исследовательская часть**

Аннотация: Обоснована возможность учета необратимости в законах классической механики на основе энергодинамики как единой теории необратимых процессов переноса и преобразования энергии. Показано, что необратимость не ограничивается диссипацией энергии, а ее учет требует введения КПД процессов преобразования энергии. Предложена модификация законов Ньютона с учетом необратимости.

***Ключевые слова:** необратимость и диссипация, активные силы и силы реакции, КПД процесса ускорения, законы механики.*

Abstract: The possibility of accounting of irreversibility in laws of classical mechanics on the basis of power dynamics as uniform theory of irreversible processes of transfer and transformation of energy is proved. It is shown that irreversibility isn't limited to energy dissipation, and its account demands introduction of the efficiency of energy conversion processes. Modification of laws of Newton taking into account irreversibility is offered.

***Keywords:** irreversibility and dissipation, active forces and reaction forces, acceleration process efficiency, laws of mechanics.*

1. Введение

Механика достигла к настоящему времени высокого уровня развития. Однако как в классической, так и в квантовой механике осталась нерешенной проблема необратимости исследуемых процессов [1]. Известно, что классическая механика изначально имела дело с так называемыми «консервативными» системами, подчиняющимися закону сохранения внешней энергии. Влияние диссипации, т.е. превращения упорядоченных форм энергии в неупорядоченную, стало рассматриваться лишь с появлением в середине XIX столетия термодинамики [2], которая ввела в обиход понятие внутренней тепловой энергии и нашла параметр (энтропию), отражающий диссипативную направленность естественных процессов. Однако учет мощности диссипативных потерь стал возможен лишь с развитием термодинамики необратимых процессов (ТНОП) [3,4]. Эта теория позволила рассчитать скорость возрастания энтропии и мощность диссипативных процессов. Достигалось это путем составления уравнений баланса массы M , числа молей k -го вещества N_k , их заряда Z_k , импульса \mathbf{P}_k и его момента \mathbf{L}_k . Из этих уравнений путем тщательного анализа выделялись члены, характеризующие скорость возрастания энтропии dS/dt или мощность диссипативных процессов TdS/dt . Эти выражения разбивались на сомножители X_i и J_i , которые выражали соответственно причину возникновения релаксационного процесса (так называемые термодинамические силы) и обобщенные скорости релаксационных процессов (так называемые потоки). Эти величины могли иметь самый различный смысл и размерность, что исключало возможность нахождения результирующей сил X_i . Поэтому постулировалось, что каждая из них в отдельности зависит от всех имеющихся в системе потоков J_j , подчиняясь

при этом линейным «конститутивным» (феноменологическим) законам вида [5]:

$$X_i = \sum_j R_{ij} J_j, \quad (1)$$

где R_{ij} – так называемые феноменологические коэффициенты, характеризующие сопротивление i -й приложенной силе X_i со стороны j -х потоков.

Так в физику была впервые привнесена идея о том, что любая сила X_i может порождать в системе целый ряд «побочных» ($j \neq i$) эффектов. Тем не менее ни теория Онзагера, ни ее дальнейшее обобщение на стационарные процессы переноса [3,4] не вносили никаких корректив в принципы и уравнения тех фундаментальных дисциплин, которые служили основанием для построения уравнений баланса энтропии. Эти дисциплины по-прежнему не учитывали необратимость реальных процессов. Понадобилось сделать еще один шаг, прежде чем это стало возможным. Этот шаг сделала энергодинамика [6].

2. Особенности энергодинамического описания реальных процессов

Энергодинамика обобщает ТНП, ограничившуюся изучением релаксационных процессов, на нестатические (протекающие с конечной скоростью) процессы полезного преобразования энергии. Она не исключает из рассмотрения какую-либо (обратимую или необратимую) часть реальных процессов. Напротив, она вводит в рассмотрение новый класс внутренних процессов перераспределения, которые остаются неравновесными даже при их квазистатическом протекании. С этой целью энергодинамика вводит недостающие параметры пространственной неоднородности исследуемых систем $\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta \mathbf{r}_i$, характеризующие отклонение системы в целом от состояния равновесия. Эти параметры, именуемые «моментами распределения энергоносителей», характеризуют смещение $\Delta \mathbf{r}_i$ центра

экстенсивных параметров состояния Θ_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.) от их равновесного положения, совпадающего с центром занимаемого системой объема V . Введение таких параметров позволило распространить термодинамический метод исследования систем «как целого» на любую неоднородную совокупность взаимодействующих (взаимно движущихся) макроскопических областей, фаз и компонентов вплоть до изолированных систем. В таких системах вся энергия и все процессы являются внутренними, включая работу «против равновесия». Это позволило рассматривать не только процессы релаксации, но и обратимые превращения энергии, изучаемые в механике, гидродинамике, электродинамике и т.п. Одновременно удалось устранить известную неопределенность понятия энергии, вынуждающую делить ее на внешнюю E и внутреннюю U , свободную и связанную, работоспособную и неработоспособную, тепловую (энтропийную) и нетепловую (безэнтропийную) и т.д. С введением параметров \mathbf{Z}_i каждая составляющая U_i ($i = 1, 2, \dots, n$) внутренней энергии U становится функцией независимых аргументов Θ_i и $\Delta \mathbf{r}_i$, т.е. $U_i = U_i(\Theta_i, \Delta \mathbf{r}_i)$, что позволяет представить ее полный дифференциал в виде тождества [6]:

$$dU = \sum_i dU_i \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i - \sum_j \mathbf{F}_j \cdot d\mathbf{r}_j, \quad (2)$$

где $\Psi_i \equiv (\partial U / \partial \Theta_i) = dU_i / d\Theta_i$ – усредненное по объему системы значение обобщенного потенциала i -й формы энергии системы (абсолютной температуры T и давления p , химического, электрического и т.п. потенциала k -го вещества и т.д.); $\mathbf{F}_j \equiv -(\partial U / \partial \mathbf{r}_j) = -dU_j / d\mathbf{r}_j$ – силы (напряжения), стремящиеся вернуть систему в равновесное состояние после совершения в ней внутренней работы «против равновесия» $dW_i = \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i$.

Тождество (2) унифицирует понятия силы и потока, придавая им простой и ясный физический смысл. При этом потоки \mathbf{J}_i однозначно

определяются в энергодинамике как производные от моментов распределения $\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta \mathbf{r}_i$ по времени

$$d\mathbf{Z}_i/dt = \Theta_i d\mathbf{r}_i/dt = \Theta_i \mathbf{v}_i = \mathbf{J}_i \quad (3)$$

и приобретают смысл импульса энергоносителя Θ_i , поскольку $\mathbf{v}_i \equiv d\mathbf{r}_i/dt$ – скорость переноса энергоносителя Θ_i под действием силы \mathbf{F}_i . При этом и силы \mathbf{F}_i сохраняют свой смысл и размерность. Благодаря этому тождество (2) устраняет какой-либо произвол в разбиении TdS/dt на сомножители. Отпадает и необходимость в составлении громоздких уравнений баланса энтропии, что представляет наиболее трудоемкую часть ТНП.

В однородных системах ($\Delta \mathbf{r}_i = 0$) тождество (1) принимает вид объединенного уравнения 1-го и 2-го начал равновесной (классической) термодинамики [2], а в изолированных консервативных системах ($d\Theta_i = 0$) переходит в закон сохранения энергии ($dU = 0$). Это открывает возможность синтеза на единой понятийной и математической основе дисциплин, изучающих процессы переноса энергии $dU = \sum_i \Psi_i d\Theta_i$ (термодинамики, физической кинетики, теории тепло-массообмена и т.п.), с дисциплинами, изучающими их превращение $dU = \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i$ (механики, гидро-аэродинамики, электродинамики и др. [7]). Такое их построение позволяет учитывать необратимость реальных процессов уже в самих основаниях этих теорий. Продемонстрируем это на примере классической механики.

3. Коррекция законов механики с учетом необратимости

Учет необратимости реальных процессов требует внесения корректив во все три закона механики Ньютона [8]. Начнем с 3-го закона, утверждающего равенство сил действия \mathbf{F}_i и противодействия \mathbf{F}_j . С позиций энергодинамики их равенство уступает место более общему соотношению (1), принимающему применительно к векторным процессам вид [6]:

$$\mathbf{F}_i = \sum_j R_{ij} \mathbf{J}_j, \quad (4)$$

Согласно (4), в поливариантных системах (со многими степенями свободы) под действием какой-либо одной силы \mathbf{F}_i возникает несколько процессов, скорость которых зависит от свойств системы и от природы противодействующих сил \mathbf{F}_j ($j \neq i$). Такое «ветвление» траекторий реальных процессов сразу по нескольким направлениям порождает множество «побочных» термомеханических, термоэлектрических, термохимических, термоэлектромагнитных и т.п. эффектов, являющихся предметом изучения ТНП. Это явление иллюстрирует рис.1, на котором изображен целый «веер» сил, благодаря которым становятся необратимыми даже процессы,

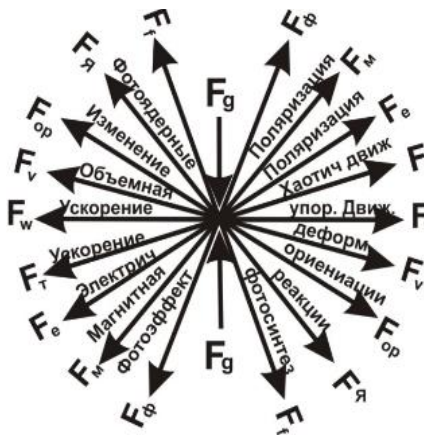


Рис. 1. «Веер» сил противодействия в необратимых

протекающих в консервативных системах. Такого рода необратимость обусловлена тем, что даже при обращении знака всех противодействующих сил \mathbf{F}_j на противоположный каждая из них порождает свой «веер» противодействующих сил, в результате чего обратный процесс практически никогда не идет тем же путем, и исходное состояние оказывается недостижимым. При этом играет роль не только набор противодействующих сил, но то,

насколько быстро «реагируют» они на возмущение, что делает характер изменений в системе зависящим от скорости нарастания возмущения. Эта особенность реальных процессов в поливариантных системах не учитывалась 3-м законом Ньютона, модифицированная форма которого согласно (4) имеет вид:

$$\mathbf{F}_i = \sum_j \mathbf{F}_j. \quad (5)$$

Такая форма 3-го начала механики ставит вопрос о КПД «разветвленного» процесса, выражающегося отношением разноименных сил:

$$\eta_{ij} = \mathbf{F}_j / \mathbf{F}_i \leq 1.. \quad (6)$$

Это соотношение характеризует степень использования имеющихся в системе активных сил \mathbf{F}_i для достижения целевого эффекта не зависимо от того, являются «побочные» эффекты диссипативными или обратимыми. Это позволяет наиболее полно учесть влияние необратимости на исследуемые процессы.

Рассмотрим с изложенных позиций процесс ускорения тела. Если бы этот процесс протекал без потерь, т.е. его единственным следствием действия приложенной к телу силы \mathbf{F} являлось его ускорение $d\mathbf{P}/dt$. В таком случае силе \mathbf{F} противостояла бы только сила инерции $\mathbf{F}_и = -\mathbf{F}$, и 2-й закон Ньютона выражался через эту силу соотношением:

$$\mathbf{F}_и = -d\mathbf{P}/dt \quad (7)$$

Как и в самом законе Ньютона $\mathbf{F} = d\mathbf{P}/dt$ [8], в этом выражении коэффициент пропорциональности между силой \mathbf{F} и скоростью изменения импульса $d\mathbf{P}/dt$ равняется единице и потому опущен. Однако это оставляет нерешенным вопрос о коэффициенте полезного действия (КПД) любого ускорителя. Для процесса ускорения полезная мощность выражается в ускорении тела и может быть найдена как произведение силы инерции $\mathbf{F}_и$ на скорость увеличения импульса $\mathbf{J}_j = d\mathbf{P}/dt$. Подведенная же к ускорителю мощность согласно закону Ньютона выражается произведением \mathbf{F} на тот же поток импульса $\mathbf{J}_j = d\mathbf{P}/dt$. Следовательно, согласно (7) КПД процесса ускорения имеет вид $\eta_{ij} = \mathbf{F}_и / \mathbf{F} = R_{ij}$, и 2-й закон Ньютона с учетом необратимости следует записывать в виде:

$$\mathbf{F} = \eta_{ij}^{-1} d\mathbf{P}/dt . \quad (8)$$

Это выражение учитывает неизбежные потери в процессе ускорения (необратимость этого процесса). Становится очевидным, что КПД процесса ускорения не является величиной постоянной. В частности, если скорость света c предельна, то с приближением к ней $d\mathbf{P}/dt \rightarrow 0$, и уже никакая сила

\mathbf{F} уже не сможет привести к дальнейшему ее возрастанию. Это означает, что КПД процесса ускорения η_{ij} при этом стремится к нулю.

С особой ясностью выявляется это в энергодинамической теории преобразования различных форм энергии [9], согласно которой КПД η_{ij} любых преобразователей энергии обращается в нуль дважды: на «холостом ходу» установки (когда они не вырабатывают полезной мощности), и в режиме «короткого замыкания» (когда вся вырабатываемая ими мощность рассеивается в форме тепла). В ускорителях заряженных частиц режим «холостого ход» соответствует отсутствию ускоряемых частиц, а режим «короткого замыкания» достижению частицами предельной скорости, когда вся подводимая к ним мощность растрачивается на тепловые потери. Эти соображения в полной мере относятся и к экспериментам В. Кауфмана по ускорению электронов [10], легко объясняя наблюдающееся в них кажущееся возрастание отношения массы электрона к его заряду пренебрежением КПД процесса ускорения. В действительности в этих опытах наблюдалось уменьшение ускорения той же массы электрона по мере увеличения его скорости, т.е. снижение КПД процесса в полном соответствии с законами энергодинамики. Это происходит даже в том случае, когда масса m ускоряемого тела не изменяется со скоростью. Таким образом, учет необратимости в процессах ускорения сразу обнаруживает несостоятельность постулата А. Эйнштейна о зависимости массы от скорости [11]. Становится ясным, что с увеличением скорости изменяется не масса тела (которая вообще не фигурирует в приведенных соотношениях), а КПД процесса ускорения. Это обстоятельство затрагивает и 1-й закон Ньютона, согласно которому «всякое тело продолжает удерживаться в своем состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока и поскольку оно не понуждается приложенными силами изменять это состояние» [8]. Эта формулировка подчеркивает необходимость учета всех сил реакции \mathbf{F}_j , фигурирующих в

выражениях (5) и (8), в том числе сил трения. Последнее означает, что механика должна строиться на основании более общей теории, явным образом учитывающей необратимость.

Литература

1. Хайтун С.Д. Механика и необратимость. М.: Янус, 1996.
2. Базаров И. П. Термодинамика. Изд.4-е. М.: Высшая школа, 1991.
3. Де Гроот С.Р., Мазур П. Неравновесная термодинамика.- М.: «Мир», 1964.
4. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. М.: Мир, 1974. 304 с.
5. Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. //Phys. Rev., 1931. – **237**(14). – P.405...426; **238**(12). – P.2265...2279.
6. Эткин В.А. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). – СПб: Наука, 2008, 409 с.
7. Эткин В.А. Синтез основ инженерных дисциплин (Энергодинамический подход к интеграции знаний). – Lambert Academic Publishing, 2011.
8. Ньютон И. Математические начала натуральной философии. Петроград, 1915.
9. Эткин В.А. К неравновесной термодинамике энергопреобразующих систем // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1990. –Вып.6. –С.120...125
10. Kaufmann, W. Über die elektromagnetische Masse des Elektrons. // *Göttinger Nachrichten*, 1902, №5, 291–296.
11. Einstein A. //Ann. d. Phys., 1905, Bd 18. S. 639; 1906, Bd 20, S. 371; 1907. Bd 23. S. 371; 1911, Bd 35. S. 898.