

АЛЬТЕРНАТИВА ЕДИНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Проф., д.т.н. Эткин В.А.

Тщетность попыток создания единой теории поля побуждает к поиску альтернативных путей. Показано, что такой альтернативой может стать единый метод нахождения явно различимых сил

Введение. Одной из главных задач классической физики всегда был поиск единого метода описания невероятного многообразия природы. Самые большие научные достижения прошлого были шагами к этой цели. К ним можно отнести объединение земной и небесной механики; оптики и теории электромагнетизма; химии и атомной физики; неравновесной термодинамики и физической кинетики, и т.п.

К попыткам такого рода обычно относят и поиск «единой теории поля», которому А. Эйнштейн посвятил последние 30 лет своей жизни. Речь идет об объединении четырех видов взаимодействий: сильного, слабого, электромагнитного и гравитационного. Как известно, некоторого успеха в этом направлении удалось достичь благодаря «Стандартной модели» элементарных частиц, которая объединила электромагнетизм со слабыми взаимодействиями, управляющими взаимопревращением нейтронов и протонов в радиоактивных процессах и в недрах звезд. Однако проблема объединения электромагнитного и гравитационного взаимодействия оказалась намного более серьезной, поскольку для гравитации не известны не только ответственные за неё частицы, но и принципы, которые могли бы сблизить ОТО как геометризованную теорию гравитации с квантовой механикой, лежащей в основе стандартной модели.

В этих условиях представляет интерес существование альтернативы такому "суперобъединению". В качестве таковой в настоящей статье рассматривается единый метод нахождения явно различимых сил, предложенный энергодинамикой [1]. Ниже излагаются основные особенности энергодинамики как обобщения термодинамики на нестатические процессы и нетепловые формы энергии.

1. Введение понятия силы и ее момента в термодинамику. В работах основоположников термодинамики понятие силы как причины возникновения какого-либо процесса, как известно, отсутствовало [2]. Это было связано с тем, что классическая (равновесная) термодинамика ограничивалась рассмотрением внутренне равновесных (пространственно однородных) систем и квазистатических (бесконечно медленных) процессов. Это наложило свой отпечаток на понятийную систему и математический аппарат классической термодинамики, которой оказались абсолютно чужды понятия времени, скорости и производительности процесса. Решительный шаг в этом направлении был сделан только в 1931 году будущим нобелевским лауреатом Л. Онсагером, который предложил формальную теорию скорости релаксационных процессов. Эта теория, названная им «квазитермодинамикой» в связи с привлечением соображений статистико-механического характера, базировалась на принципах механики и вводила понятие термодинамической силы X_i как меры отклонения системы от состояния равновесия. Такая сила находилась как производная от энтропии системы S по каждому из параметров α_i , характеризующих отклонение системы от равновесия. Эта сила была скаляром и имела иной смысл, нежели сила в механике Ньютона. По этой причине теория Онсагера, получившая впоследствии название термодинамики необратимых процессов (ТНП) [3], ограничивалась рассмотрением кинетики только диссипативных процессов.

Преодолеть эту ограниченность удалось впервые в рамках термодинамической теории неравновесных процессов [4], названной в последующем *термокинетикой* [5]. Эта теория предложила находить термодинамические силы на более общей основе как производную от полной энергии системы \mathcal{E} . Последнее позволило обобщить ТНП на процессы, связан-

ные с совершением полезной работы, которая не влияет, как известно, на энтропию [3]. Следующим естественным шагом стало дальнейшее распространение этой теории на нетепловые формы энергии и нетепловые машины. Так появилась энергодинамика как единая теория скорости процессов переноса и преобразования любых форм энергии. Она рассматривает наиболее общий случай пространственно неоднородных (внутренне неравновесных) систем, в которых протекает произвольное (хотя и конечное) число нестатических процессов. Каждый из таких процессов независим, если вызывает специфические, феноменологически отличимые и несводимые к другим изменения их состояния. Подтвержденную многовековым опытом возможность выделять такие процессы с помощью всего арсенала экспериментальных средств можно назвать «аксиомой их различимости». Она позволяет доказать, что *число независимых параметров (координат), определяющих состояние любой (равновесной или неравновесной) системы (т.е. число ее степеней свободы), равняется числу независимых процессов, протекающих в ней*. Последнее означает, что для любого независимого процесса может быть найдена единственная независимая координата состояния как параметр, изменение которого является необходимым и достаточным признаком его протекания. Число таких процессов и их координат Θ_i конечно, что позволило применить термодинамический метод к континуальным средам, рассматривавшимся ранее как системы с бесконечным числом степеней свободы.

При таком подходе протекающие в неоднородных системах процессы можно подразделить на три категории. Одна из них состоит в равномерном изменении во всех ее частях плотности $\rho_i = \partial\Theta_i/\partial V$ таких известных "термостатических" параметров Θ_i , как энтропия S , масса k -го вещества M_k , электрический заряд системы Θ_e , компоненты P_α его импульса $\mathbf{P} = M_k v_{k\alpha}$ ($\alpha=1,2,3$) и т.п. Мы будем называть такие изменения состояния *процессами накопления*. Их частным случаем являются равновесные процессы, когда их скорость настолько мала, что не нарушает однородности системы. В гомогенных химически реагирующих средах к параметрам Θ_i добавляются координаты Θ_r r -х химических реакций ($r = 1,2,\dots, R_x$), выражаемые произведением массы реагентов M_r на степень полноты реакции ξ_r . При этом все параметры Θ_i рассматриваются как количественные меры материального носителя i -й формы энергии (кратко: энергоносителя).

В пространственно неоднородных системах к ним добавляется специфический класс процессов *переноса*, которые обусловлены перераспределением параметров Θ_i и их плотностей $\rho_i = \partial\Theta_i/\partial V$ между отдельными частями или элементами dV объема системы V при неизменной величине самого параметра Θ_i в системе как целом. Чтобы найти координаты таких процессов, достаточно обратить внимание на положение радиус-вектора \mathbf{R}_i центра какой-либо экстенсивной величины Θ_i в текущем и исходном (однородном) состоянии \mathbf{R}_{io} (с плотностью ρ_{io}), которое определяется известными выражениями:

$$\mathbf{R}_i = \Theta_i^{-1} \int \rho_i \mathbf{r} dV; \quad \mathbf{R}_{io} = \Theta_i^{-1} \int \rho_{io} \mathbf{r} dV \quad (1)$$

где $\rho_i = \rho_i(\mathbf{r}, t)$ – плотность величины Θ_i в точке поля \mathbf{r} в момент времени t .

Из (1) непосредственно следует, что удаление системы от однородного (внутренне равновесного) состояния сопровождается возникновением некоторого «момента распределения» \mathbf{Z}_i параметра Θ_i [1]:

$$\mathbf{Z}_i = \Theta_i(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{io}), \quad (2)$$

что при $\mathbf{R}_{io} = \text{const}$ определяет \mathbf{R}_i как «вектор смещения» центра величины Θ_i от его равновесного положения, а момент \mathbf{Z}_i – как параметр пространственной неоднородности системы, характеризующий отклонение ее от внутренне равновесного состояния. Применительно к процессам поляризации и намагничивания системы единичного объема такие параметры имеют смысл векторов электрической \mathbf{D} или магнитной \mathbf{B} индукции.

Дальнейшая детализация протекающих в неоднородных системах процессов позволяет выделить еще один специфический класс процессов *переориентации*. Учитывая, что радиус-вектор \mathbf{R}_i может быть выражен произведением базисного (единичного) вектора \mathbf{e}_i , характеризующего его направление, на модуль R_i этого вектора, выразим его изменение суммой двух слагаемых:

$$d\mathbf{R}_i = \mathbf{e}_i dR_i + R_i d\mathbf{e}_i. \quad (3)$$

Первое слагаемое правой части $\mathbf{e}_i dR_i = d\mathbf{r}_i$ характеризует смещение центра величины Θ_i без изменения направления переноса \mathbf{e}_i , а второе - изменение этого направления. Величину $d\mathbf{e}_i$ удобнее представить внешним произведением $[d\boldsymbol{\varphi}_i, \mathbf{e}_i]$ векторов \mathbf{e}_i и угла поворота $\boldsymbol{\varphi}$, нормального к плоскости вращения. Тогда полный дифференциал \mathbf{Z}_i предстанет как сумма трех независимых составляющих

$$d\mathbf{Z}_i = \mathbf{R}_i d\Theta_i + \Theta_i d\mathbf{r}_i - [\mathbf{Z}_i, d\boldsymbol{\varphi}_i], \quad (4)$$

которые соответствуют независимым процессам *накопления, переноса и переориентации* с координатами Θ_i , \mathbf{r}_i и $\boldsymbol{\varphi}_i$. Таким образом, энергодинамика дополняет классическую термодинамику еще двумя классами независимых процессов, протекающих в реальных системах. Это позволяет представить полную энергию такой системы \mathcal{E} в функции моментов распределения $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\mathbf{Z}_i)$, записав ее полный дифференциал $d\mathcal{E} = \sum_i (\partial\mathcal{E}/\partial\mathbf{Z}_i) d\mathbf{Z}_i$ в соответствии с (4) в виде тождества [1]:

$$d\mathcal{E} \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i - \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i - \sum_i \mathbf{M}_i \cdot d\boldsymbol{\varphi}_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (5)$$

где частные производные от энергии представляют собой новые параметры состояния

$$\Psi_i \equiv (\partial\mathcal{E}/\partial\Theta_i); \quad (6)$$

$$\mathbf{F}_i \equiv -(\partial\mathcal{E}/\partial\mathbf{r}_i); \quad (7)$$

$$\mathbf{M}_i \equiv -(\partial\mathcal{E}/\partial\boldsymbol{\varphi}_i). \quad (8)$$

Члены первой суммы этого выражения находятся в условиях постоянства \mathbf{r}_i и $\boldsymbol{\varphi}_i$, т.е. в отсутствие процессов переноса и переориентации. Такого рода изменения состояния напоминают равномерное выпадение осадков на неровную (в общем случае) поверхность. При этом производные $\Psi_i \equiv (\partial\mathcal{E}/\partial\Theta_i)$ приобретают смысл «обобщенных потенциалов» системы. В частном случае однородных систем ими являются абсолютная температура системы T , абсолютное давление p , химический потенциал k -го вещества μ_k , электрический ϕ , гравитационный ψ_g и другие потенциалы системы в целом. В более общем случае неоднородных систем эти производные характеризуют среднemasсовое значение этих потенциалов.

Отсутствие равновесия в неоднородных системах приводит к самопроизвольному изменению некоторых из параметров Θ_i (в частности, объема V , масс k -х веществ M_k и энтропии S вследствие соответственно расширения в пустоту, химических превращений, трения и других необратимых изменений состояния). Поэтому члены первой суммы уже не описывают внешний теплообмен, объёмную деформацию, диффузию k -х веществ или работу ввода свободного заряда или массы, как это было в равновесных системах¹⁾.

Вторая сумма (5) характеризует работу, совершаемую пространственно неоднородной системой ($\mathbf{R}_i \neq 0$). Эта работа носит векторный (направленный, упорядоченный) характер и принадлежит к категории работ, называемых в термодинамике «техническими»

¹⁾ Такова цена, которую приходится платить за предотвращение возникновения неравенств при рассмотрении необратимых процессов.

или «полезными внешними». Однако поскольку в изолированных, биологических, астрофизических и т.п. системах эти понятия утрачивают смысл, такую работу мы назвали просто «упорядоченной». Процесс совершения упорядоченной работы отличается противоположным по знаку изменением плотности ρ_i в различных частях неоднородной системы (повышением ее в одних частях системы, и понижением – в других), что напоминает процесс перекачивания жидкости из одного сообщающегося сосуда в другой. По форме такая работа соответствует понятию работы в механике W^e и выражается произведением результирующей силы i -го рода \mathbf{F}_i на вызванное ею перемещение $d\mathbf{r}_i$ объекта ее приложения Θ_i .

Третья сумма (5) описывает процессы *переориентации*, возникающие под действием моментов \mathbf{M}_i сил \mathbf{F}_i . Эти процессы вызывающие поворот или вращение векторов смещения \mathbf{R}_i и связанных с ними тел. Эти моменты определяются частными производными $\mathbf{M}_i \equiv -(\partial \mathcal{E} / \partial \boldsymbol{\varphi}_i) = \Theta_i^{-1} [\mathbf{R}_i, \mathbf{F}_i]$, где $[\mathbf{R}_i, \mathbf{F}_i]$ - внешнее произведение векторов \mathbf{R}_i и \mathbf{F}_i . Члены этой суммы имеют смысл работы, совершаемой моментом силы \mathbf{M}_i при повороте векторов \mathbf{R}_i на угол $d\boldsymbol{\varphi}_i$. Эти моменты исчезают, когда направление векторов \mathbf{F}_i и \mathbf{R}_i совпадает, поэтому их следовало бы назвать не крутящими, а *ориентационными*.

Все три названные группы процессов могут быть вызваны как энергообменом с внешней средой, так и внутренними (в том числе релаксационными) процессами. Это делает тождество (5) применимым к любым системам – релаксирующим и развивающимся минуя равновесие, открытым и закрытым, гомогенным и гетерогенным, замкнутым и незамкнутым, изолированным и неизолированным. Равновесная термодинамика при таком подходе выглядит как частный случай энергодинамики, когда $\mathbf{F}_i, \mathbf{M}_i = 0$ и тождество (5) переходит в обобщенное соотношение Гиббса:

$$dU = TdS - pdV + \sum_k \mu_k dM_k. \quad (9)$$

Здесь U, S, V – внутренняя энергия, энтропия и объем системы; T, p - абсолютные температура и давление; M_k - масса k -го компонента; μ_k – его химический потенциал.

Отсутствие в этом выражении векторных величин $\mathbf{F}_i, \mathbf{M}_i$ и $\mathbf{r}_i, \boldsymbol{\varphi}_i$ указывает на то, что равновесная термодинамика имеет дело с другой категорией работ $\sum_i \Psi_i d\Theta_i$, нежели классическая механика или электродинамика. Эта категория работ аналогична по структуре аналитического выражения и смыслу работе расширения pdV и состоит в равномерном вводе в систему k -х веществ M_k , заряда Θ_e , импульса хаотического движения (энтропии) S и т.п. Такие виды работ не изменяют положения \mathbf{R}_i центра масс объекта приложения силы и потому названа в энергодинамике *неупорядоченной* W^u . Эта работа не связана с преодолением результирующей \mathbf{F}_i каких-либо сил и потому является количественной мерой процесса переноса, но не преобразования энергии.

Таким образом, энергодинамика вводит в рассмотрение процессы совершения упорядоченной работы силами и их моментами, которые выражаются второй и третьей суммами тождества (5). Совершать такую работу могут только пространственно неоднородные системы. Это становится особенно очевидным при представлении энергии системы \mathcal{E} в виде суммы «парциальных» энергий всех ее i -х форм $\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i(\Theta_i, \mathbf{r}_i, \boldsymbol{\varphi}_i)$, когда сила \mathbf{F}_i предстает как взятый с обратным знаком градиент соответствующей формы энергии $\mathbf{F}_i = -(\partial \mathcal{E}_i / \partial \mathbf{r}_i)$. Именно по этой причине равновесная термодинамика при рассмотрении процессов преобразования энергии вынуждена была рассматривать "расширенные" (неоднородные) системы, включающие окружающую среду, т.е. содержащие как источники, так и приемники тепла.

2. Обобщение понятия силы и ее момента в энергодинамике. Благодаря единому определению понятия силы (7) и ее момента (8) механические, электрические, магнитные, гравитационные, термодинамические, гидродинамические и любые другие силы \mathbf{F}_i и их

моменты \mathbf{M}_i получают в энергодинамике *единый смысл, единое математическое выражение и единую размерность*.

Характерно, что в энергодинамике, как и ТНП, сила \mathbf{F}_i и ее момент \mathbf{M}_i вводится как функция состояния (параметр) системы. Такие силы \mathbf{F}_i и их моменты \mathbf{M}_i – *внутренние*, являющиеся следствием напряженного состояния самой системы и служащие его мерой. Такие силы возникают и исчезают только парами и по своему смыслу ближе к понятию *внутренних напряжений*. Однако если такие напряжения возникают в объекте, включающем в себя помимо системы окружающую ее среду, величины \mathbf{F}_i по отношению к системе приобретают смысл обычной внешней силы. Они могут быть полезными или диссипативными в зависимости от того, вызывают ли они превращение одной формы внешней энергии в другую упорядоченную или (неупорядоченную) энергию¹⁾. Наконец, эти силы могут быть механическими, электрическими, химическими, термическими и т.п. в зависимости от их природы.

Связь между силами \mathbf{F}_i , найденными из выражения (7), отличаются от понятия «термодинамической силы в квазитермодинамике и ТНП не только размерностью. Связь между этими понятиями несложно установить, если учесть, что в процессе переноса величина Θ_i остается неизменной, так что $d\mathbf{r}_i = \Theta_i^{-1}d\mathbf{Z}_i$. Тогда

$$\mathbf{X}_i \equiv -(\partial\mathcal{E}_i/\partial\mathbf{Z}_i) = -\Theta_i^{-1}(\partial\mathcal{E}_i/\partial\mathbf{r}_i) = \mathbf{F}_i/\Theta_i. \quad (10)$$

Таким образом, в энергодинамике термодинамическая сила приобретает смысл удельной (отнесенной к единице переносимого ею энергоносителя) силы в ее обычном (ньютоновском) понимании. Покажем универсальность такого представления сил различной природы.

2.1. Механические силы. Покажем для начала, что введенное «по определению» И.Ньютоном понятие ускоряющей силы $\mathbf{F} = M\mathbf{a}$ является частным случаем выражения (7), когда ускорение \mathbf{a} тела (подсистемы) представлено как следствие неоднородности поля скоростей. С позиций классической механики, рассматривающей в качестве объекта исследования материальную точку, существование поля скоростей с его неизменным атрибутом – вектор-градиентом скорости $\nabla\mathbf{v}$ – лишено физического смысла. Однако энергодинамика, рассматривает системы с неоднородным полем скоростей \mathbf{v} и потому учитывает неизбежное изменение импульсов всех тел замкнутой системы при ускорении любого из них, т.е. перераспределение поля скоростей. Поскольку же скорость любого тела $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$ нельзя изменить, не изменив его пространственного положения, т.е. его координаты $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$, она является сложной функцией времени $\mathbf{v} = \mathbf{v}[\mathbf{r}(t)]$. В таком случае ускорение \mathbf{a} следует записывать в виде:

$$\mathbf{a} = \mathbf{e} \cdot (\partial\mathbf{v}/\partial\mathbf{r})d\mathbf{r}/dt = \mathbf{v} \operatorname{grad}\mathbf{v}, \quad (11)$$

где \mathbf{R} – центр массы тела (частицы); \mathbf{e} – единичный вектор в направлении \mathbf{v} .

Учитывая, что кинетическая энергия поступательного $E^k = Mv^2/2$, а знак ускоряющей силы \mathbf{F} противоположен силе инерции \mathbf{F}_i , в соответствии с (11) имеем:

$$\mathbf{F} = \partial(Mv^2/2)/\partial\mathbf{R} = M\mathbf{v}\operatorname{grad}\mathbf{v} = M\mathbf{a}, \quad (12)$$

где $\mathbf{a} = \mathbf{v}\nabla\mathbf{v}$. Таким образом, ньютоновское определение ускоряющей силы является частным случаем общего определения понятия силы как меры действия, направленного на

¹⁾ Переход к делению энергии на упорядоченную и неупорядоченную необходим при рассмотрении изолированных систем, где понятие внешней энергии теряет смысл.

удаление системы от равновесного состояния (в данном случае – от равномерного распределения скоростей по объему системы).

Несложно также показать, что выражение (7) применимо и к понятию центробежной силы $\mathbf{F}_ц$, если кинетическую энергию вращательного движения выразить через момент инерции системы $I_ω$ и угловую скорость вращения $ω$ известным выражением $E^к = I_ωω^2/2$. Для простоты выкладок рассмотрим вращающийся шарик массой M , удерживаемый пружиной. Для него радиус-вектор центра массы $\mathbf{R}_ц$ равен радиусу вращения R , и $I_ω = MR^2$. Тогда

$$\mathbf{F}_ц \equiv (\partial E^к / \partial \mathbf{R}_ц) = \partial (I_ω ω^2 / 2) / \partial R = M ω^2 R, \quad (13)$$

что соответствует известному выражению $\mathbf{F}_ц$ как силы, приложенной к упругой связи, удерживающей шарик на окружности. Это выражение также показывает, что центробежная сила также является мерой воздействия, выводящего подсистему из состояния равновесия (при котором напряжение связи отсутствует).

2.2. Гравитационные и электрические силы. Убедимся теперь в том, известное выражение гравитационных и электрических сил является частным случаем (7), если взаимную энергию всей совокупности взаимодействующих масс, зарядов и токов приписать «пробному» телу или заряду, находящемуся в поле. В таком случае под \mathbf{R}_i понимается просто координата пробного тела или заряда в этом поле, и выражение (7) приобретает смысл производной от внешней потенциальной энергии тела или заряда по координате внешнего поля. В частности, так определяются не только удельная сила тяжести гравитационного поля с потенциалом ψ_g , равная ускорению свободного падения \mathbf{g} и называемая напряженностью гравитационного поля

$$\mathbf{X}_g = - \text{grad} \psi_g = \mathbf{g}; \quad \mathbf{F}_g = M \mathbf{g}, \quad (14)$$

но и так называемая кулоновская сила \mathbf{X}_e , действующая в поле электрического потенциала ϕ на свободный электрический заряд Θ_e :

$$\mathbf{X}_e = - \text{grad} \phi; \quad \mathbf{F}_e = - \Theta_e \text{grad} \phi = \Theta_e \mathbf{E}, \quad (15)$$

где \mathbf{E} – напряженность электростатического поля.

2.3. Термодвижущая, гидродинамическая и диффузионная силы. Выражение (7) применимо и к «короткодействующим» силам, обусловленным неоднородностью скалярных полей температуры, давления, химического и т.п. потенциала. В рассматриваемом случае «субстратом переноса» является энтропия S , объем V перемещаемого в потоке газа и число молей N_k k -го диффундирующего компонента системы. Смещение центров указанных величин при выведении системы из однородного состояния на расстояние $d\mathbf{r}_s$, $d\mathbf{r}_v$, $d\mathbf{r}_k$ вызывает появление моментов их распределения $d\mathbf{Z}_s = S d\mathbf{r}_s$, $d\mathbf{Z}_v = V d\mathbf{r}_v$, $d\mathbf{Z}_k = N_k d\mathbf{r}_k$. Порождающие эти процессы «термодвижущая», гидродинамическая и диффузионная силы согласно (7) имеют вид:

$$\mathbf{F}_s = - (\partial \mathcal{E}_s / \partial \mathbf{r}_s); \quad \mathbf{F}_v = - (\partial \mathcal{E}_v / \partial \mathbf{r}_v); \quad \mathbf{F}_k = - (\partial \mathcal{E}_k / \partial \mathbf{r}_k); \quad (16)$$

Если воспользоваться найденными в рамках энергодинамики выражениями парциальных энергий $\mathcal{E}_s = TS$, $\mathcal{E}_v = pV$ и $\mathcal{E}_k = \mu_k N_k$ [1], и принять во внимание неизменность параметров S , V и N_k в процессе их переноса, то из (16) последуют известные из ТНП выражения термодинамических сил этих процессов в их «энергетическом» представлении:

$$\mathbf{X}_s = -\text{grad}T; \mathbf{X}_V = -\text{grad}p; \mathbf{X}_k = -\text{grad}\mu_k. \quad (17)$$

Таким образом, термодинамические силы имеют в энергодинамике единый смысл взятых с обратным знаком градиентов потенциала соответствующей формы энергии.

Важным преимуществом такого определения силы является возможность отразить факт избирательного характера термодинамических сил. Известно, что атомы и молекулы различных веществ в смеси идеальных газов ведут себя так, будто каждый из них занимает объем этой смеси. При этом в реальной смеси газов обнаруживается определенная «избирательность» их взаимодействия, проявляющаяся в том, что условия диффузионного равновесия k -х газов, температуры их конденсации и химические свойства определяются их «парциальным» давлением, зависящим от среднего расстояния между молекулами только данного вещества (его парциальной внутренней энергии U_k). Это обстоятельство и обуславливает «избирательность» сил взаимодействия, которая приводит к протеканию химических реакций только между определенными веществами.

2.5. Движущая сила лучистого энергообмена. Эвристическая ценность единого выражения движущей силы (7) состоит также в возможности нахождения неизвестных ранее сил. В частности, изучение особенностей энергообмена между веществом и изотропным полем «рассеянного» излучения позволяет утверждать существование особой формы передачи энергии, не сводимой в общем случае ни к теплообмену, ни к работе, совершаемой каким-либо телом. Речь идет о процессе передачи «радиантной» (в терминологии Н. Тесла) энергии, который мы будем называть более привычным термином «лучистый энергообмен». До настоящего времени за движущую силу этого вида энергообмена принимают разность четвертых степеней абсолютных температур этого тела, что справедливо только для абсолютно черных тел. Между тем тепловое излучение, которое рассеивается телами и потому воспринимается ими как теплота, занимает очень небольшую часть спектра излучения с длиной волны от 0,4 до 4 мк. Большая же часть излучения вызывает явления фотосинтеза, фотоэффекта, фотоионизации, фотолюминесценции, фотоакустические явления, фотоядерные реакции и т.п., т.е. воспринимается телами как совершаемая над ними полезная работа. Это ставит задачу отыскания специфической движущей силы лучистого энергообмена подобно тому, как это сделано в отношении других скалярных полей (температур, давлений, химических, электрических, гравитационных и т.п. потенциалов). Для этого необходимо сначала показать, что введенное выше понятие момента распределения \mathbf{Z}_i применимо и к волновой (лучистой) форме энергии. В среде, способной распространять эту энергию, подобный момент образуется в результате отклонения её плотности $\rho(\mathbf{r}, t)$ от среднего значения $\bar{\rho}(t)$ в обе стороны с образованием отрицательной и положительной полуволны. Это иллюстрируется рис.3, на котором изображена одиночная волна с длиной λ и амплитудой A , плавно изменяющейся от значения $-A$ до $+A$. Чтобы оценить степень неоднородности распределения в пространстве величины Θ_l как функции амплитуды, разобьем волну на два полуволновых участка протяженностью $\lambda/2$. Обозначим через Θ_e' и Θ_e'' площади заштрихованных фигур

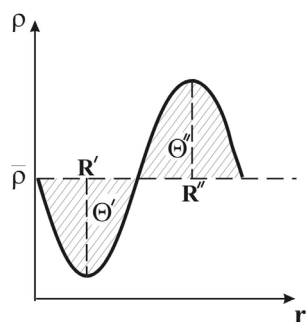


Рис.3. Волна как диполь

в каждом полупериоде волны, характеризующие отклонение величины Θ_l в обе стороны от её среднего значения, а через \mathbf{R}' , \mathbf{R}'' – положение центра каждой из двух заштрихованных площадок. Тогда момент распределения плотности волны примет вид:

$$\mathbf{Z}_e = (\Theta_e' \mathbf{R}' + \Theta_e'' \mathbf{R}''). \quad (18)$$

Поскольку $\Theta_e' = -\Theta_e''$, выражение (18) можно представить в том же виде, что и дипольный момент диэлектрика или магнетика:

$$\mathbf{Z}_e = \Theta_e'' \Delta \mathbf{R}. \quad (19)$$

где $\Delta \mathbf{R} = \mathbf{R}'' - \mathbf{R}'$ – плечо волнового «диполя», равное в данном случае $\lambda/2$.

Таким образом, осциллирующее поле плотности среды, характеризующее волновую форму энергии, также представляет собой пространственно неоднородную систему, которая может быть описана единым образом с помощью дополнительных параметров пространственной неоднородности системы \mathbf{Z}_e . Это позволяет найти движущую силу лучистого теплообмена на основании того же выражения (7) или (16). Для этого воспользуемся известным выражением энергии осциллятора [7]:

$$\mathcal{E}_B = MA_B^2 v^2 / 2. \quad (20)$$

Это выражение является общим для волн, упорядоченная энергия которых E_B имеет кинетическую E_B^k и потенциальную E_B^p составляющую, а смещение её фронта может быть выражено в функции радиус-вектора \mathbf{r} и времени t . Хотя физический смысл входящих в это выражение величин и единицы их измерения различаются для акустических, гидравлических и электромагнитных волн, его структура остается единой. В частном случае механических осцилляторов M – масса осциллятора, [кг]; A_B – амплитуда колебания, [Н]; v – частота волны, c^{-1} .

В данном случае

$$d\mathcal{E}_e = MA_e v d(A_e v), \quad (21)$$

$$\mathbf{X}_e = - \text{grad}(A_e v). \quad (22)$$

Таким образом, потенциалом излучения ψ_L является в общем случае величина $A_B v$, которую мы назвали *амплитудно-частотным потенциалом*, а движущая сила лучистого переноса энергии определяется его градиентом, как и для вещественных форм энергии.

2.6. Силы гироскопической тяги. В последнее время привлекают пристальное внимание процессы взаимодействия вращающихся масс и передачи в пространстве вращательного движения [10]. Сам по себе факт обмена моментом количества вращательного движения (моментом импульса) \mathbf{M}_u между подсистемами, разделенными в пространстве средой с отличной от нуля вязкостью, не является чем-то новым. На этом принципе работают, в частности, гидромурфы.

Однако до сих пор остается неясной причина возникновения взаимного притяжения или отталкивания двух вращающихся с различной угловой скоростью тел, а также упорядочивания их взаимной ориентации. В частности, неясна природа силы, вызывающей отклонение оси подвеса гироскопа от ее вертикального положения, т.е. появление «гироскопической тяги». Тем более интересно предсказание существования такой силы на основе выражения (7).

Пусть два твердых тела или две произвольные массы, составляющие в целом неподвижную систему, вращаются вокруг ее мгновенного центра инерции с угловыми скоростями ω_1 и ω_2 в противоположных направлениях. Тогда радиус-вектор их общего центра инерции \mathbf{R}_ω определяется тройкой уравнений (2) по числу компонент ω_α ($\alpha = 1, 2, 3$) и оказывается смещенным относительно центра инерции в неподвижном состоянии. Это отклонение от равновесия сопровождается возникновением силы \mathbf{F}_2 , обусловленной пространственной неоднородностью поля угловых скоростей. Эта сила также может быть найдена из выражения (7) как производная от кинетической энергии вращательного движения $E_\omega = I_\omega \omega^2 / 2$ по радиус-вектору \mathbf{R}_u центра момента импульса $\mathbf{L} = I_\omega \boldsymbol{\omega}$ в условиях изменяющейся угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$. Для простоты рассмотрим одномерный случай, когда передача момента импульса осуществляется вдоль оси вращения. Тогда $L = I_\omega \omega$ и $\mathbf{Z}_i = L \mathbf{R}_u$. При этом сила \mathbf{F}_2 , названная нами *гироскопической*, равна

$$\mathbf{F}_z = - \partial(I_\omega \omega^2 / 2) / \partial \mathbf{R}_n = - I_\omega \omega \text{ grad } \omega, \quad (23)$$

а её удельное значение $\mathbf{X}_{\text{тс}}$ определяется, как и в других случаях, отрицательным градиентом угловой скорости $\mathbf{X}_{\text{тс}} = - \text{grad } \omega$. В более общем случае трехмерного вращения неоднородность поля угловых скоростей определяется вектор-градиентом угловой скорости $\text{Grad} \omega$, который является тензором 2-го ранга и имеет компоненты, ответственные не только за гироскопическую тягу, но и за перенос завихренности, а также за упорядочивание ориентации оси гироскопа в пространстве [8]. Таким образом, возникновение процессов переноса в пространстве момента импульса получает столь же естественное обоснование, как и все другие процессы переноса (тепла, вещества, заряда, импульса и т.п.).

Для более наглядного подтверждения универсального характера энергодинамического определения силы все упомянутые выше их виды, порождающие механические, термодинамические, химические, электромагнитные и т.п. процессы, помещены в таблицу 1.

Таблица 1

Аналитические выражения движущих сил разнородных процессов

Природа силы	Аналитическое выражение	Примечание
Гравитационная сила	$\mathbf{X}_g = - \nabla \psi_g = \mathbf{g}; \mathbf{F}_g = M \mathbf{g}$	M – масса; ψ_g – гравитац. потенциал
Электрическая сила	$\mathbf{X}_e = - \nabla \phi = \mathbf{E}; \mathbf{F}_e = \Theta_e \mathbf{X}_e$	ϕ – электр. потенциал; Θ_e – заряд
Ускоряющая сила	$\mathbf{X}_w = - \nabla \mathbf{v}; \mathbf{F}_w = M \mathbf{a}$	$\nabla \mathbf{v} \equiv \text{Grad } \mathbf{v}$ – вектор-градиент скор.
Сила инерции	$\mathbf{X}_u = - \nabla v; \mathbf{F}_u = P \mathbf{X}_u$	$v = \mathbf{v} ; P = \mathbf{P}_w ; \mathbf{P}_w$ – импульс.
Центробежная сила	$\mathbf{X}_c = - (\nabla \mathbf{v})^a; \mathbf{F}_c = M \mathbf{X}_c$	$(\nabla \mathbf{v})^a = 2\boldsymbol{\omega}; \boldsymbol{\omega}$ – угл. скорость;
Термодвижущая сила	$\mathbf{X}_s = - \nabla T; \mathbf{F}_s = S \mathbf{X}_s$	S – энтропия; T – абсол. температура
Гидродинамич. сила	$\mathbf{X}_p = - \nabla p; \mathbf{F}_p = V \mathbf{X}_p$	V – объем; p – абсолютное давление
Магнитная сила	$\mathbf{X}_m = \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}; \mathbf{F}_m = \mathbf{B} V$	\mathbf{A} – векторный пот-л; \mathbf{B} – магн. индукция
Химическая сила	$\mathbf{X}_r = - \nabla A_r; \mathbf{F}_r = M_r \mathbf{X}_r$	A_r – сродство r -й p -ции; M_r – масса реагентов
Поляризующая сила	$\mathbf{X}_\Pi = - \epsilon_0 \epsilon_\Pi \nabla \phi = \mathbf{P}_\Pi; \mathbf{F}_\Pi = V \mathbf{P}_\Pi$	ϵ_Π, ϵ_0 – диэл. проницаемость диэлектрика и вакуума; \mathbf{P}_Π – вектор поляризации
Намагничивающая сила	$\mathbf{X}_\Pi = - \alpha_0 \alpha_M \mathbf{H} = \mathbf{M}; \mathbf{F}_M = V \mathbf{M}$	α_M, α_0 – магн. прониц. магнетика и вакуума; \mathbf{M} – вектор намагничивания.
Диффузионная сила	$\mathbf{X}_d = - \nabla \zeta_k; \mathbf{F}_d = M_k \mathbf{X}_d$	ζ_k – диффуз. п-л; M_k – масса k -го в-ва
Осмотическая сила	$\mathbf{X}_{oc} = - \nabla \zeta_k; \mathbf{F}_{oc} = M_k \mathbf{X}_{oc}$	ζ_k – осмотический потенциал
Фильтрацион. сила	$\mathbf{X}_\phi = - \nabla h_k; \mathbf{F}_\phi = M_k \mathbf{X}_\phi$	h_k – энтальпия фильтрующегося в-ва.
Термоэлектрич. сила	$\mathbf{X}_{eq} = - s_e^* \nabla T; \mathbf{F}_{eq} = \Theta_e \mathbf{X}_{eq}$	s_e^* – энтропия переноса электронов
Термодиффузионная сила	$\mathbf{X}_{kq} = - s_k^* \nabla T; \mathbf{F}_{kq} = M_k \mathbf{X}_{kq}$	s_k^* – энтропия переноса k -го вещества
Электрохимическая сила	$\mathbf{X}_{ek} = - \nabla \mu_{ek}; \mathbf{F}_{kq} = M_k \mathbf{X}_{ek}$	$\mu_{ek} = \mu_k + e_k \phi$ – электрохимич. п-л
Седиментационная сила	$\mathbf{X}_{kg} = - c_k \nabla \psi_g; \mathbf{F}_{kg} = M_k \nabla \psi_g$	C_k – концентрация k -го вещества
Сила сдвиговой вязкости	$\mathbf{X}_c = - \mu_c (\nabla \mathbf{v})^s; \mathbf{F}_c = f \mathbf{X}_c$	μ_c – к-т сдвиговой вязкости; f – по-верхн.; $(\nabla \mathbf{v})^s$ – сим. часть тензора $\nabla \mathbf{v}$.
Сила турбулентной вязкости	$\mathbf{X}_T = - \mu_T (\nabla \mathbf{v})^a; \mathbf{F}_c = M \mathbf{X}_T$	μ_T – к-т турбулентной вязкости; $(\nabla \mathbf{v})^a$ – антисимм. часть тензора $\nabla \mathbf{v}$
Сила объемной вязкости	$\mathbf{X}_v = - \mu_v \nabla \cdot \mathbf{v}; \mathbf{F}_v = V \mathbf{X}_T$	μ_v – к-т объемн. вязкости; $\nabla \cdot \mathbf{v}$ – след тензора $\nabla \mathbf{v}$

Гироскопическая сила	$\mathbf{X}_{\text{Гс}} = -\nabla\omega; \mathbf{F}_{\text{Гс}} = I_{\omega}\omega \mathbf{X}_{\text{Гс}}$	I_{ω} – мом. инерции; ω – угл. скорость
Сила лучистого энергообмена	$\mathbf{X}_{\text{Л}} = -\nabla A_{\epsilon}v; \mathbf{F}_{\text{Л}} = M A_{\epsilon}v \mathbf{X}_{\text{Л}}$	A_{ϵ} – амплитуда волны; v – ее частота

Эта таблица насчитывает более двух десятков независимых сил, каждая из которых порождает особые, феноменологически отличимые и несводимые к другим изменения состояния исследуемой системы. Все они определены единым образом на основе выражений типа (7) и (16), согласно которым возникновение каких-либо сил обусловлено изменением энергии системы при отклонении пространственного распределения в ней соответствующего энергоносителя (энтропии, массы, k -го вещества, заряда, импульса, его момента и т.п.) от равновесного. Данная в этой таблице классификация сил по характеру процесса является на сегодняшний день наиболее полной. Последнее естественно, поскольку в соответствии с «общим началом» термодинамики удаление системы от внутреннего равновесия обусловлено исключительно совершением над ней полезной работы, т.е. приложением каких-либо сил. Это позволяет считать энергодинамику своего рода «*обобщенным учением о силах*». Вопрос о том, каковы эти силы – внутренние или внешние (по отношению к объекту исследования) – целиком зависит от того, рассматриваем ли мы в качестве него всю совокупность взаимодействующих тел или только часть из них. Что же касается природы этой силы, то она определяется в каждом конкретном случае условиями однозначности исследуемого процесса.

Как следует из таблицы, каждая так называемая «термодинамическая» сила любого независимого процесса \mathbf{X}_i , выражается, через производную от соответствующего этому процессу потенциала ψ_i по пространственной координате, т.е. целиком определяется пространственной неоднородностью распределения этой величины. Отсюда следует важный вывод о том что *любые силовые поля порождаются не массами, зарядами или токами, а их неравномерным распределением в пространстве*. Это и является единой причиной появления каких-либо сил, давая исчерпывающий ответ на вопрос об их происхождении.

С другой стороны, таблица отражает необычайное многообразие таких сил. Последнее станет еще более очевидным, учесть, что указанные в ней силы существуют для каждого k -го компонента системы и для каждой ее независимой фазы. В результате число явно различимых сил, с которыми имеет дело современное естествознание, составляет многие десятки. Это становится особенно ясным, если учесть, что для корректного определения потенциала компонента согласно выражениям (7) и (16), в процессе переноса k -го вещества должны оставаться неизменными все другие параметры системы, кроме r_k . Между тем в процессах диффузии, когда масса системы остается неизменной, неизбежен вывод из системы других веществ и как следствие – изменение ее состава. Это изменение состава сопровождается изменением энтропии системы и других зависящих от него параметров, что нарушает условие постоянства все других параметров системы. Учет этого обстоятельства приводит к различию потенциала k -го компонента и его движущей силы в процессах диффузии, осмоса и фильтрации (таблица 1). Возможность такой детализации сил в процессах избирательного массообмена ведет к дальнейшему углублению знаний в области физико-химической теории переноса. Еще более важной представляется возможность объяснения тех или иных явлений на стыках различных фундаментальных наук, которая вытекает из знания их движущих сил, кинетики и условий достижения равновесия.

В этом отношении весьма важен вывод энергодинамики о том, что для каждого независимого процесса существует единственная (результатирующая) движущая сила, с обращением которой в нуль процесс данного рода прекращается [9]. Это обстоятельство непосредственно следует из тождества (5), согласно которому с исчезновением i -й силы \mathbf{F}_i никакие другие процессы не могут вызвать смещения изменения \mathbf{R}_i в силу ее независимости от них. Это опровергает постулат ТНП о зависимости каждого процесса от всех действующих в системе сил [10] и позволяет обобщить законы Фурье, Ома, Фика, Дарси, Нью-

тона и т.п. на случай действия в системе чужеродных сил [11]. Последнее открывает новые возможности описания и исследования налагающихся физико-химических процессов [12].

3. Унификация сил и моментов как альтернатива единой теории поля. Согласно тождеству (5), идея разработки единой теории поля требует нахождения условий, при которых силы \mathbf{F}_i , \mathbf{F}_j или их моменты \mathbf{M}_i , \mathbf{M}_j становятся *неразличимыми*. Действительно, из принципа относительности Галилея следовала невозможность отличить состояние покоя или равномерного прямолинейного движения наблюдателем, находящимся внутри системы. Этот принцип И.Ньютон положил в основу 1-го закона механики [13]. А. Пуанкаре в 1895 году распространил его на электромагнитные явления, назвав *постулатом относительности* [14], а А.Эйнштейн в 1905 году распространил этот постулат на все явления природы и положил его в основание СТО [15]. Вскоре он же сформулировал принцип локальной неразличимости сил тяготения и сил инерции, присоединив к нему затем принцип неразличимости ускоренного и вращательного движений. Так постепенно принцип неразличимости стал исходным для всей физики и научного исследования, потребовав отыскания соответствующих ему систем отсчета. В электродинамике это выразилась в принципе неразличимости электронов в металле; в физике элементарных частиц – в принципе неразличимости тождественных частиц; в КЭД – в неразличимости вещества и поля; в единой теории поля – в утверждении о возможности слияния воедино (при определенных условиях – до полной неразличимости) трёх из четырех известных видов взаимодействия [16]. В результате известная идея Лейбница об отсутствии в природе двух совершенно тождественных вещей (как предтеча принципа различимости) была подменена принципами неопределенности, запрета и неразличимости, что породило в конечном счете неразличение истины и заблуждений. С этих позиций попытка заменить аксиому различимости процессов постулатом об их неразличимости выглядит по меньшей мере странной.

С доказательством многообразия сил в природе становится совершенно ясным, что силы в природе отнюдь не сводятся к электромагнитным и гравитационным, а по их интенсивности – к сильным и слабым. Ученому, поставившему теперь цель поиска единого поля хотя бы только макроскопических сил, придется объединять до полной неразличимости уже не два-три поля независимых параметров состояния $\rho_i(\mathbf{r}, t)$, а несколько десятков таких полей. Это отодвигает решение задачи на неопределенный срок, тем более что эксперимент обнаруживает существования все новых и новых видов взаимодействия.

Более того, согласно тому же тождеству (5), в отсутствие в системе различимых сил *преобразование энергии из одной формы в другую становится невозможным*. Так привлекательная на первый взгляд и ставшая для А.Эйнштейна навязчивой идея «Великого объединения» на деле превратилась в свою полную противоположность. Такова и попытка ТО свести все многообразие явлений к геометрии «пространства-времени», которая предлагает путь, обратный исторически сложившемуся направлению развития естествознания на дифференцирование знаний с выделением новых научных дисциплин или новых их направлений. Это еще раз подчеркивает бесперспективность «Великого объединения».

Литература

1. Эткин В.А. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии) – СПб.; «Наука», 2008. - 409 с.
2. Гельфер Я. История и методология термодинамики и статистической физики. –
3. Базаров И. П. Термодинамика. Изд. 4-е. - М.: Высшая школа, 1991.
4. Эткин В. А. Термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии. Саратов: Изд-во СГУ, 1991. 168с.
5. Эткин В. А. Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии). Тольятти, 1999. 228 с.

6. *Дьярмати И.* Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы.- М.: Мир, 1974. 304 с.
7. *Крауфорд Ф.* Берклеевский курс физики. Т.3: Волны. М.: Мир, 1965, 529 с.
8. *Эткин В.А.* О новых видах взаимодействия (About new kinds of interaction).
<http://viXra.org/abs/1307.0149> от 25.07.2013.
9. *Эткин В.А.* О единственности движущих сил необратимых процессов. // Журн. физ. химии, 1989.- Т.63. – С.1660.
10. *Хаазе Р.* Термодинамика необратимых процессов. – М.: Мир, 1967, 544с.
11. *Эткин В.А.* О принципе линейности Онсагера.
http://samlib.ru/e/etkin_w_a/shtml. 09.11.2004.
12. *Эткин В.А.* Метод исследования линейных и нелинейных необратимых процессов. //Журн. физ. химии, 1991. –Т.65. – №3. – С.642.
13. *Ньютон И.* Математические начала натуральной философии.- М., 'Наука', 1989, с. 22.
14. *Пуанкаре А.* // Избранные труды.— М.: «Наука», 1974.- С.429-433.
15. *Эйнштейн А.* Собрание научных трудов в четырех томах. М.: Наука, 1966. Т.1.
16. *Эткин В.А.* Принцип различимости процессов.
<http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12499.html>. 15.01.2013.