УДК 636.72:532.536

В. В. Рындин

МЕТОДЫ ВЫВОДА УРАВНЕНИЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ПОТОКА В ТЕРМОДИНАМИКЕ

Дан критический анализ методов вывода уравнений энергии для потока в учебных курсах термодинамики. Предложены новые методы вывода так называемых уравнений «энергии для потока в механическом виде» и «первого закона термодинамики для потока» в случае неустановившегося течения.

Введение. В учебниках по термодинамике приводятся различные методы вывода уравнения первого закона термодинамики (ПЗТ) для стационарного потока. Однако аналитического выражения ПЗТ для нестационарного (неустановившегося) потока не приводится, хотя для нестационарного потока балансовое уравнение изменения энергии играет ту же роль, что и для стационарного потока. Можно выделить три метода вывода уравнений ПЗТ для потока, основанные либо на совместном решении уравнений движения гидромеханики [1, 2] с уравнением ПЗТ для хаотического движения микрочастиц закрытой системы (подвижной или неподвижной) относительно их центра инерции

$$\mathrm{d}u = \delta q - p\,\mathrm{d}\upsilon = \delta q_{\text{внеш}} + \delta q_{\text{тр}} - p\,\mathrm{d}\upsilon\,, \tag{1}$$

либо на составлении балансовых уравнений энергии для подвижного элемента среды (подвижной закрытой термодинамической системы) [3, 4] или для открытой термодинамической системы (ОТС) [4, 5]. Рассмотрим преимущества и недостатки этих методов.

Вывод уравнения ПЗТ для потока с использованием уравнений гидромеханики и термодинамики. В работах [1, 2] в качестве исходных уравнений берутся уравнения гидромеханики Эйлера и Бернулли для частного случая стационарного изоэнтропного течения в готовом виде, что не позволяет понять смысл работы - $\upsilon\mathrm{d}p$ и требуется логическое обоснование применимости получаемого уравнения энергии не только для изоэнтропного течения, но и для течения с трением. Поэтому рассмотрим вывод первого исходного уравнения этого метода в общем виде.

При рассмотрении неравновесных процессов, протекающих при движении среды, в подвижной среде выделяется элемент потока (макрочастица) в виде параллелепипеда (рисунок 1). Элемент потока при движении деформируется и изменяет свой объём, но масса его остаётся неизменной, т.е. рассматривается подвижная закрытая равновесная термодинамическая система, состояние которой однозначно определяется макроскопическим параметрами (p, ρ, T).

Балансовое уравнение энергии для упорядоченного макроскопического движения элемента потока как целого (без учёта хаотического движения молекул относительно центра инерции элемента) – изменение полной механической энергии (кинетической и потенциальной) элемента потока равно сумме работ внешних сил давления, трения и технических (под техническими силами понимаются силы, которые возникают при взаимодействии элемента потока с лопатками турбины и компрессора) – имеет следующее выражение:

$$\mathrm{d}(\delta E_{\text{мех}}) = \mathrm{d}^2 E_{\text{мех}} = \mathrm{d}(c^2/2 + gz)\delta m = \sum \delta^2 W_i' =$$
$$= \delta^2 W'_{\text{пер}} + \delta^2 W'_{\text{тр}} + \delta^2 W'_{\text{тех}} = \delta^2 W'_{\text{пер}} - \delta^2 W_{\text{тр}} - \delta^2 W_{\text{тех}} \qquad (2)$$

(здесь и далее W' – работа внешних сил, а $W = -W'$ – работа внутренних сил).

Для определения работы сил давления по перемещению элемента среды как целого (работа сил давления по деформации элемента, а также теплота не изменяют запас полной механической энергии и поэтому здесь не рассматриваются) необходимо знать распределение давления на поверхности макрочастицы.

Давление, как и любой параметр состояния элемента, может быть представлено как функция других термодинамических параметров, например, в функции от удельного объёма $p = p(\upsilon)$) – термодинамический подход; времени с начала движения макрочастицы $p = p(t)$ – подход Лагранжа (в гидромеханике) либо координат x, y, z и времени t: $p = p(x, y, z, t)$ – подход Эйлера (в гидромеханике).

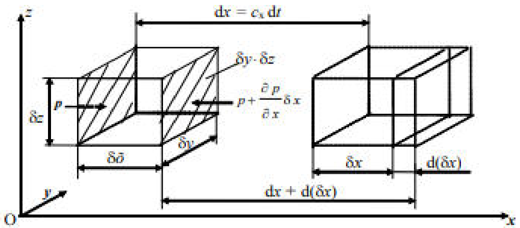

Рисунок 1 – К расчёту работы сил давления по перемещению элемента среды как целого

Полное изменение параметров в этих методах одинаково и определяется выражениями:

$$\mathrm{d}p = \mathrm{d}p_{\text{тер}} = \frac{\partial p(\upsilon)}{\partial \upsilon}\mathrm{d}\upsilon = \mathrm{d}p_{\text{лаг}} = \frac{\partial p(t)}{\partial t}\mathrm{d}t = \mathrm{d}p(t) = \mathrm{d}p_{\text{эйл}} =$$
$$= \frac{\partial p}{\partial t}\mathrm{d}t + \frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial p}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial p}{\partial z}\mathrm{d}z = \partial p_{\text{лок}} + \partial p_{\text{конв}}, \qquad (3)$$

где $\partial p_{\text{лок}} = \frac{\partial p(x,y,z,t)}{\partial t}\mathrm{d}t$ – локальное приращение давления, обусловленное переменностью (нестационарностью) поля давлений;

$\partial p_{\text{конв}} = \frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial p}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial p}{\partial z}\mathrm{d}z$ – конвективное приращение давления, обусловленное неоднородностью поля давлений.

Состояние макрочастицы, как и газа в цилиндре двигателя, принимается равновесным, а поле однородным, следовательно, $dp_{\text{конв}}$ для этих систем равно нулю. В потоке же, состоящем из совокупности макрочастиц, давление различно и перепад давлений на противоположных гранях макрочастицы, где с ней соприкасаются другие макрочастицы, не равен нулю, т.е. $\partial p_{\text{конв}} \neq 0$. Подход Эйлера позволяет определять силы давления, действующие на макрочастицу в данный момент времени со стороны окружающих её макрочастиц, и найти работу сил давления по перемещению элемента среды как целого.

Так, если на левую грань макрочастицы (см. рисунок 1) действует давление p, то на правую грань в тот же момент времени действует давление $p + \partial p_{\text{конв}_x} = p + \frac{\partial p}{\partial x}\delta x$ и результирующая сил давления в направлении оси x будет равна $-\frac{\partial p}{\partial x}\delta x \delta y \delta z = -\frac{\partial p}{\partial x}\delta V$, а работа этой силы, приложенной в центре инерции элемента, на пути dx, –

$$\delta^2 W'_{\text{пер}_x} = \delta F_{\text{рез}_x}\mathrm{d}x = -\frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}x\,\delta V = -\upsilon\frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}x\,\delta m.$$

С учётом двух других направлений работа результирующей сил внешнего давления в случае нестационарного течения равна

$$\delta^2 W'_{\text{пер}} = -\upsilon\left(\frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial p}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial p}{\partial z}\mathrm{d}z\right)\delta m = -\upsilon\,\partial p_{\text{конв}}\delta m. \qquad (4)$$

В случае стационарного течения, согласно (3), термодинамическое приращение равно конвективному ($\partial p_{лок} = 0$): $dp = dp_{тер} = dp_{конв}$. В этом случае работу сил давления по перемещению элемента среды как целого можно определить чисто термодинамически, не прибегая к понятию поля, $\delta^2 W'_{тер} = -\upsilon\, \mathrm{d}p\, \delta m$. Последнее выражение в термодинамике называют располагаемой работой (критика этой работы дана в [6, 7]).

С учётом (4) уравнение энергии для упорядоченного движения элемента потока (в механическом виде) запишется так:

$$\mathrm{d}(c^2/2 + gz)\,\delta m = -\upsilon\, \partial p_{конв}\, \delta m - \delta^2 W_{тр} - \delta^2 W_{тех}$$

и для удельных величин

$$\mathrm{d}c^2/2 + g\,\mathrm{d}z = -\upsilon\, \partial p_{конв} - \delta w_{тр} - \delta w_{тех}, \tag{5}$$

или с учётом (3)

$$\mathrm{d}c^2/2 + g\,\mathrm{d}z = -\upsilon\, \mathrm{d}p + \upsilon\, \partial p_{лок} - \delta w_{тр} - \delta w_{тех}. \tag{6}$$

Это уравнение можно получить также путём интегрирования векторного уравнения Навье-Стокса вдоль траектории макрочастицы [8].

Складывая уравнения энергии для направленного движения (5) и (6) с (1) для хаотического движения, получим уравнение энергии для абсолютного движения молекул относительно стенок канала (первого закона термодинамики для нестационарного потока):

$$\mathrm{d}u + \mathrm{d}c^2/2 + g\,\mathrm{d}z = \delta q - p\,\mathrm{d}\upsilon - \upsilon\, \partial p_{конв} - \delta w_{тр} - \delta w_{тех}; \tag{7}$$

$$\mathrm{d}h + \mathrm{d}c^2/2 + g\,\mathrm{d}z = \delta q + \upsilon\, \partial p_{лок} - \delta w_{тр} - \delta w_{тех}, \tag{8}$$

где $\mathrm{d}h = \mathrm{d}u + \mathrm{d}(p\upsilon)$ – приращение энтальпии.

В частном случае одномерного энергоизолированного изоэнтропного течения газа уравнения (7) и (8) в интегральном виде запишутся так:

$$c_2^2/2 - c_1^2/2 = -\int_1^{2s} \upsilon \frac{\partial p(x,t)}{\partial x}\mathrm{d}x;$$

$$h_1 + c_1^2/2 = h_2 + c_2^2/2 - \int_1^{2s} \upsilon \frac{\partial p(x,t)}{\partial t}\mathrm{d}t.$$

Методика вычисления интегралов в этих уравнениях изложена в [8, 9], где на частных примерах течения газа в волнах давления и разрежения апробируются уравнения (7) и (8).

В случае течения с трением уравнение (7) для одномерного энергоизолированного течения запишется так:

$$c_2^2/2 - c_1^2/2 = -\int_1^{2s} \upsilon \frac{\partial p(x,t)}{\partial x}\mathrm{d}x - w_{тр}.$$

Методика экспериментального определения работы трения при нестационарном течении газов во впускных и выпускных трактах ДВС с использованием этого уравнения изложена в [9].

При стационарном течении $\mathrm{d}p = \mathrm{d}p_{конв}$, $\mathrm{d}p_{лок} = 0$, $\delta q_{тр} = \delta w_{тр}$ и (8) принимает общеизвестный вид:

$$\delta q^* \equiv \delta q_{внеш} = \mathrm{d}h + \mathrm{d}c^2/2 + g\,\mathrm{d}z + \delta w_{тех}. \tag{9}$$

Достоинством изложенного метода является получение выражения для работы результирующей сил давления по перемещению элемента среды как целого в виде $\upsilon \partial p_{конв}$ как для стационарного, так и нестационарного течения (в случае стационарного течения, как уже отмечалось, $\partial p_{конв}$ равно полному – термодинамическому – изменению давления dp). Однако в этом методе не ясно, из каких составляющих складывается работа сил давления. В этом смысле наибольшей наглядностью обладает второй метод.

Вывод уравнения энергии для подвижного элемента среды (ПЗТ для потока). Во втором методе уравнение энергии составляется для абсолютного движения микрочастиц, входящих в состав макрочастицы, т.е. с учётом как упорядоченного, так и хаотического движения. Поскольку энергию хаотического движения, которую характеризует внутренняя энергия, можно изменить также и в процессе теплообмена, то энергетический баланс для абсолютного движения можно сформулировать так: изменение полной энергии системы (макрочастицы) равно суммарной энергии, переданной через границы системы в результате теплообмена и совершения работы силами давления, трения и техническим, что аналитически можно записать в виде

$$\mathrm{d}(\delta E) = \mathrm{d}^2 E = \mathrm{d}(u + c^2/2 + gz)\,\delta m = \delta^2 Q + \delta^2 W'_{кон} - \delta^2 W_{тр} - \delta^2 W_{тех}. \tag{10}$$

При термодинамическом анализе важно определить работу сил давления. Именно здесь возникают основные трудности при выводе уравнения энергии для потока. В большинстве учебников [2–4] работа сил давления, совершаемая над элементом среды при его движении из сечения 1-1 в 2-2, отождествляется (без должного обоснования) с работой сил давления в этих сечениях – «работой проталкивания» $p_2\upsilon_2 - p_1\upsilon_1$ или d(pυ). При этом одни авторы [4] считают, что эта работа естественным образом включает в себя работы изменения давления (перемещения) υdp и изменения объёма pdυ, а другие [3], что работа проталкивания сама является составной частью работы $pd\upsilon$.

Ниже даётся строгий вывод работы сил давления (проталкивания) над элементом среды, иначе, энергии, передаваемой от потока к элементу среды в процессе совершения работы силами внешнего давления. Согласно рисунку 1 на левую грань макрочастицы действует сила давления $p\,\delta y\,\delta z$, которая на пути dx совершает работу $p\,\delta y\,\delta z\,\mathrm{d}x$. На правую грань макрочастицы в тот же момент времени действует сила $(p + \frac{\partial p}{\partial x}\delta x)\delta y\,\delta z$, которая на пути dx+d(δx) (где d(δx) – деформация макрочастицы в направлении оси x) совершает работу $-(p + \frac{\partial p}{\partial x}\boldsymbol{\delta} x)\,\delta y\,\delta z[\mathbf{d}x + \mathbf{d}(\boldsymbol{\delta} x)]$ (минус, так как сила и перемещение имеют противоположные направления).

Работа сил давления в направлении оси x будет равна сумме этих работ

$$\delta^2 W'_{\text{дав}\,x} = p\,\delta y\,\delta z\,\mathrm{d}x - (p + \frac{\partial p}{\partial x}\delta x)\,[\mathrm{d}x + \mathrm{d}(\delta x)]\,\delta y\,\delta z.$$

Раскрывая произведение и пренебрегая величиной высшего порядка малости, а также учитывая, что $\delta V = \delta x\,\delta y\,\delta z$ и $\mathrm{d}(\delta V)_x = \delta y\,\delta z\,\mathrm{d}(\delta x)$, получим

$$\delta^2 W'_{\text{дав}\,x} = -p\,\mathrm{d}(\delta V)_x - \frac{\partial p}{\partial x}\delta x\,\delta V.$$

С учётом работ в других направлениях работа сил давления будет равна

$$\delta^2 W'_{\text{дав}} = \delta^2 W'_{\text{прот}} = -p\,\mathrm{d}(\delta V) - (\frac{\partial p}{\partial x}\delta x + \frac{\partial p}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial p}{\partial z}\mathrm{d}z)\delta V =$$

$$= -p\,\mathrm{d}\upsilon\,\delta m - \upsilon\,\partial p_{\text{конв}}\delta m = \delta^2 W'_{\text{деф}} + \delta^2 W'_{\text{пер}} \qquad (11)$$

Подставляя (11) в (10), получим уравнение энергии для абсолютного движения микрочастиц элемента среды

$$\mathrm{d}(u + c^2/2 + gz)\,\delta m = \delta^2 Q - p\,\mathrm{d}\upsilon\,\delta m - \upsilon\,\partial p_{\text{конв}}\delta m - \delta^2 W_{\text{тр}} - \delta^2 W_{\text{тех}}, \qquad (12)$$

которое после деления на массу элемента δm принимает вид (7) или (8), а для стационарного течения (9).

Вывод уравнения энергии для открытой термодинамической системы (ОТС). Энергетический баланс для ОТС имеет следующую форму: изменение энергии в данной области пространства, ограниченной контрольной поверхностью, равно суммарной энергии, переходящей через эту поверхность в процессах теплообмена, совершения работы и вещественного обмена.

За время $\mathrm{d}t$ через сечение 1-1 (рисунок 2) в систему входит элемент потока массой δm_1, а выходит через сечение 2-2 элемент массой δm_2. При движении этих элементов совершается работа силами давления на пути dx, равном длине каждого элемента δx, $pA\delta x = p\delta V = p\,\upsilon\,\delta m$. При входе элемента в систему работа совершается потоком слева от ОТС, следовательно, энергия окружающей среды (потока) уменьшается, а открытой системы увеличивается на значение этой работы. При выходе элемента из системы работа совершается самой системой и её энергия уменьшается на величину $p\,\upsilon\,\delta m$.

Следовательно, с элементом вещества, переходящим границы системы, вносится энергия

$$(u_1 + p_1\upsilon_1 + gz_1 + c_1^2/2)\,\delta m_1 = (h_1 + gz_1 + c_1^2/2)\,\delta m_1$$

и уносится энергия

$$(u_2 + p_2\upsilon_2 + gz_2 + c_2^2/2)\,\delta m_2 = (h_2 + gz_2 + c_2^2/2)\,\delta m_2$$

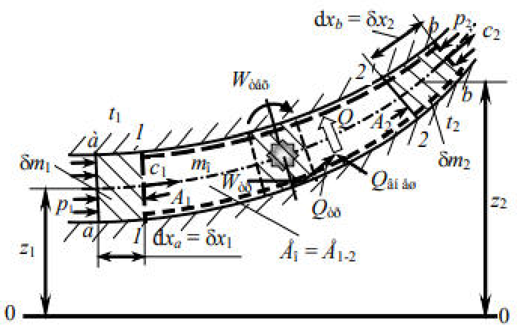

Рисунок 2 – К выводу уравнения энергии для открытой системы

Если к ОТС за время $\mathrm{d}t$ подводится техническая работа и теплота, а течение происходит с трением, то изменение энергии ОТС можно представить следующим выражением:

$$dE_0 = \delta Q + (h_1 + gz_1 + c_1^2/2)\,\delta m_1 - (h_2 + gz_2 + c_2^2/2)\,\delta m_2 - \delta W_{тр} - \delta W_{тех}. \quad (13)$$

Здесь величина dE_0 характеризует изменение во времени запаса энергии ОТС

$$E_0 = \int_{V_0} \rho\,(u + c^2/2 + gz)\,dV.$$

Уравнение (13) для ОТС в общем случае нестационарного течения отличается от уравнения энергии для абсолютного движения микрочастиц элемента потока (12) и не может быть записано для удельных величин в виде (7) или (8). В случае стационарного течения в силу неразрывности потока $\delta m_1 = \delta m_2 = \delta m$, $\delta Q_{тр} = \delta W_{тр}$, $dE_0 = 0$ и (13) для элементарной системы принимает вид (9).

Изложенный метод получения уравнения (13) достаточно прост, однако он не позволяет понять, над чем совершается работа давления: над веществом внутри ОТС, над веществом входящим в систему и внутри неё или над веществом входящим и выходящим из неё. Почему элемент потока, переходящий границу системы, обладает энергией давления, $p\upsilon\delta m$, называемой "потенциальной энергией давления" [2], а сам поток внутри ОТС такой энергией не обладает? Особенно остро проявляется эта неопределённость в случае стационарного течения, когда запас полной энергии и отдельные её составляющие внутри контрольной поверхности не изменяются и, следовательно, утверждения типа того, что в случае стационарного течения "изменение внутренней энергии открытой системы происходит на величину $(u_2 - u_1)\delta m$» [4], лишены смысла.

Этих недоразумений можно избежать, если уравнение энергии записать для конечного элемента потока, занимающего объём $V_{a\text{-}2}$ (см. рисунок 2) в момент времени t и объём $V_{1\text{-}b}$ в момент $t + dt$. Энергия этого конечного элемента (подвижной закрытой, именно закрытой, термодинамической системы) в момент времени t складывается из энергии заштрихованного элемента (массой δm_1) $(u_1 + gz_1 + c_1^2/2)\,\delta m_1$ и энергии потока внутри ОТС E_0, а в момент времени $t + dt$ – из энергии заштрихованного элемента (массой δm_2) $(u_2 + gz_2 + c_2^2/2)\,\delta m_2$ и энергии ОТС $E_0 + dE_0$. Тогда изменение энергии конечного элемента среды за время dt определится выражением

$$dE = (u_2 + gz_2 + c_2^2/2)\,\delta m_2 + (E_0 + dE_0) - (u_1 + gz_1 + c_1^2/2)\,\delta m_1 - E_0 = \delta Q + \delta W'_{дав} - \delta W_{тр} - \delta W_{тех}. \quad (14)$$

Работа сил внешнего давления определится как алгебраическая сумма работ по перемещению левой границы *a-a* конечного элемента $p_1 A_1 dx_1 = p_1 \upsilon_1 \delta m_1$ и правой границы 2-2 $- p_2 A_2 dx_2 = - p_2 \upsilon_2 \delta m_2$:

$$\delta W'_{дав} = p_1 \upsilon_1 \delta m_1 - p_2 \upsilon_2 \delta m_2. \quad (15)$$

Если в уравнение (14) подставить выражение (15) для работы давления и определить из этого уравнения изменение энергии ОТС dE_0, то получим уравнение (13). При таком подходе (при рассмотрении уравнения энергии для конечного элемента потока) ясно, что работа сил давления $\delta W'_{дав}$ совершается над конечным элементом, т. е. над веществом как внутри ОТС, так и входящим в неё за время *dt*.

В случае стационарного течения изменение энергии в общей части конечного элемента (внутри ОТС) не происходит ($dE_0 = 0$) и изменение энергии конечного элемента потока будет равно разности энергий[1] заштрихованных областей, взятых в момент времени t и $t + dt$.

Выводы. С учётом проведённых в статье уточнений методов можно выделить следующие особенности вывода уравнений энергии для потока в термодинамике:

1 Первый метод (метод подвижного элемента, когда рассматривается отдельно направленное и хаотическое движение молекул) позволяет определить удельную работу изменения давления (располагаемую работу) как работу результирующей сил внешнего давления по перемещению элемента среды как целого для стационарного и нестационарного течения в виде

$$\delta w^p = \delta w'_{дав\,пер} = -\upsilon\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right) = -\upsilon\,\partial p_{конв}$$

(в случае стационарного течения $\partial p_{конв} = dp$ и $\delta w^p = -\upsilon\,dp$).

2 Второй метод (метод подвижного элемента, когда рассматривается абсолютное движение молекул относительно стенок канала) позволяет определить работу проталкивания как суммарную работу внешних сил давления, состоящую из работ деформации и перемещения,

$$\delta w'_{прот} = \delta w'_{дав} = \delta w'_{деф} + \delta w'_{пер} = -p\,d\upsilon - \upsilon\,\partial p_{конв}$$

1 Следовательно, величина $(u_2 - u_1)\delta m$, упомянутая ранее, характеризует изменение внутренней энергии конечного элемента стационарного потока, проходящего через ОТС, но никак не изменение ВЭ ОТС, для которой все величины в стационарном потоке остаются постоянными.

(в случае стационарного течения работа проталкивания внешних сил давления преобразуется к виду $\delta w'_{прот} = -d(pv)$, а внутренних сил давления – $\delta w_{прот} = d(pv)$).

3 Третий метод (метод открытой термодинамической системы или конечного элемента потока) позволяет просто определить работу сил давления (проталкивания) в виде выражения

$$\delta W'_{дв} = p_1 v_1 \delta m_1 - p_2 v_2 \delta m_2 .$$

Однако только первый и второй методы позволяют понять смысл так называемой располагаемой работы $-v\,dp$ и работы проталкивания $d(pv)$.

4 Конечные уравнения первого закона термодинамики, получаемые во всех трёх методах, в случае стационарного течения имеют одинаковый вид, а в случае нестационарного течения имеют различный вид для подвижного элемента среды и открытой термодинамической системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 **Новиков, И. И.** Термодинамика : Учеб. для втузов. – М. : Машиностроение, 1984. – 592 с. : ил.

2 **Арнольд, Л. В.** и др. Техническая термодинамика и теплопе-редача : Учеб. для вузов. – 2-е изд. – М. : Высш. шк. 1979. – 446 с. : ил.

3 **Кириллин, В. А.** и др. Техническая термодинамика : Учеб. для вузов. – 2-е изд. – М. : Энергия, 1974. – 448 с. : ил.

4 **Кушнырёв, В. И.** и др. Техническая термодинамика и теплопередача : Учеб. для вузов. – М. : Стройиздат, 1986. – 464 с. : ил.

5 Техническая термодинамика : Учеб. для вузов / Под ред. В. И. Крутова – 2-е изд. – М. : Высшая школа, 1981. – 439 с. : ил.

6 **Рындин, В. В.** Вывод уравнения первого закона термодинамики для нестационарного потока // Ред. ж. «Изв. вузов. Энерг.». Минск : – 1989. – 11 с., ил. Библиогр. 3 назв. (деп. № 5438-В89 от 14. 02. 89 г.).

7 **Рындин, В. В.** Понятие работы $-v\,dp$ в термодинамике // Энергетика (Изв. высш. учеб. заведений). – 1991. – № 10. – С. 64–68.

8 **Рындин, В. В.** Интегрирование уравнений движения вязкой сжимаемой жидкости (Навье-Стокса) вдоль траектории и линии тока // Ред жур. «Изв. вузов. Энерг.», Минск. – 1986.– деп. № 8547-В –10 с.

9 **Рындин, В. В.** К вопросу определения затрат энергии на преодоление гидродинамических сопротивлений при нестационарном течении // Машиностроение (Изв. высш. учеб. заведений). – 1987. – № 1. – С. 46–51.

Павлодарский государственный университет
имени С. Торайгырова, г. Павлодар.
Материал поступил в редакцию 26.02.14.

В. В. Рындин

Термодинамикадағы ағыс үшін энергия теңдеулерін қорытындының әдістері

С. Торайғыров атындағы
Павлодар мемлекеттік университеті, Павлодар қ.
Материал 26.02.14 редакцияға түсті.

V. V. Ryndin

Methods of deducing equations of energy for a stream in thermodynamics

S. Toraighyrov Pavlodar state university, Pavlodar.
Material received on 26.02.14.

Термодинамика бойынша оқу курстарында ағысқа арналған энергия теңдеулерін қорытындылау әдістерін критикалық талдау берілген. Ағыс кезінде анықталмаған «механикалық түрдегі ағысқа арналған энергия» және «ағысқа арналған термодинамиканың бірінші заңы» деп қарастырған.

The critical analysis of methods of deducing equations of energy for a stream in educational courses of thermodynamics is given. The new methods of deducing so-called equations of "energies for a stream in a mechanical aspect" and "of the first law of thermodynamics for a stream" in case of unsteady flow are offered.

УДК 536:53

В. В. Рындин

К ВОПРОСУ О ПЕРЕИМЕНОВАНИИ ТЕРМОДИНАМИКИ И СЛИЯНИИ ЕЁ С НЕОБРАТИМОЙ ТЕРМОДИНАМИКОЙ

Рассматриваются вопросы, связанные с формулировками предмета термодинамики и методами её изложения, использованием координат и времени в уравнениях термодинамики, делением