

М. А. МАМОНТОВ

**ОСНОВЫ
ТЕРМОДИНАМИКИ
ТЕЛА
ПЕРЕМЕННОЙ
МАССЫ**

**ПРИОКСКОЕ КНИЖНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТУЛА • 1970**

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРИБОРО-
СТРОЕНИЯ, СРЕДСТВ АВТОМАТИЗАЦИИ И СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ

М. А. МАМОНТОВ

**ОСНОВЫ
ТЕРМОДИНАМИКИ
ТЕЛА
ПЕРЕМЕННОЙ
МАССЫ**

ПРИОКСКОЕ КНИЖНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТУЛА • 1970

Настоящая работа является расширенным текстом докладов об основах термодинамики тела переменной массы, сделанных автором на Всесоюзном симпозиуме по пневматическим системам управления (1968 г.) и на Всесоюзном симпозиуме по тепломеханике (1969 г.).

Термодинамика тела переменной массы — это особый раздел теплофизики, который имеет примерно ту же степень методологической самостоятельности по отношению к классической термодинамике, что и термодинамика необратимых процессов.

Термодинамика тела переменной массы имеет глубокую аналогию с механикой тела переменной массы, что, в частности, нашло свое выражение в правомерности понятия «тело переменной массы», в сходстве анализа природы добавочных (реактивных) сил и анализа природы воздействия миграции теплоносителя, в адекватности для обеих теорий гипотезы близкодействия.

Работа рассчитана на научных и инженерно-технических работников, занимающихся исследованием теплофизических процессов в машинах и приборах.

□

Введение

Под тепломеханической системой или тепломеханической установкой будем понимать совокупность взаимосвязанных энергетически взаимодействующих между собой твердых и газообразных тел, в пределах которой происходят взаимные превращения тепловой и механической энергий.

Структурные элементы двигательной тепломеханической системы — тепловой двигатель, теплодатчики и теплоприемники.

Под тепловым двигателем понимается устройство, непосредственно осуществляющее закономерно повторяющиеся процессы превращения тепла в работу. Обязательными органами теплового двигателя являются:

газообразное рабочее тело (одно или несколько) — основной орган двигателя, к которому подводится тепловая энергия от теплодатчика и который является прямым преобразователем этой энергии в работу (механическую энергию);

неподвижное звено двигателя (стенки двигателя) — пассивный орган двигателя, обеспечивающий необходимые пространственные, кинематические условия протекания рабочего процесса;

механический орган двигателя — подвижное звено двигателя, непосредственно воспринимающее от рабочего тела механическую работу.

Поршневой или объемный двигатель — это устройство, имеющее объемное рабочее тело, т. е. такое газообразное тело, состояние которого характеризуется одной совокупностью величин, сопрягаемых с телом в целом.

В струйном двигателе (газо- и паротурбинные двигатели, ракетные двигатели) необходимо различать два взаимосвязанных рабочих тела:

объемное рабочее тело, заполняющее камеру сгорания; пароперегреватель или какую-либо другую предсопловую полость;

струйное рабочее тело, заполняющее сопловой аппарат и межлопаточные каналы.

В дальнейшем рассматриваются только объемные рабочие тела, и поэтому прилагательное «объемное» будет опускаться.

ИДЕАЛЬНЫЙ ТЕПЛОВОЙ ДВИГАТЕЛЬ

Основы современного классического термодинамического анализа тепловых двигателей были созданы трудами французского ученого Сади Карно, немецкого ученого Рудольфа Клаузиуса и английского ученого Уильяма Кельвина применительно к идеальному тепловому двигателю. Классический анализ «рассматривает только идеальные тепловые машины и установки, действие которых отражает принципиальные и в некотором смысле предельные свойства рабочих процессов»*.

Идеальный тепловой двигатель характеризуется следующими главными особенностями:

1) превращение тепла в работу осуществляется при передаче энергии между рабочим телом и внешней средой:

— в форме явлений теплового контакта, протекающих только при разности температур рабочего тела и внешней среды,

— в форме явления контурной деформации, протекающего только при изменении объема рабочего тела вследствие перемещения окружающих тел;

2) рабочее тело является физическим объектом постоянной массы; вес, объем и внутренняя энергия рабочего тела в целом не являются критериями для оценки состояния рабочего тела, т. е. не являются особыми его свойствами.

Учитывая, что условие контактности калорических воздействий является важнейшей принципиальной характеристикой классического идеального теплового двигателя, можно этот двигатель именовать идеальным теплоконтактным двигателем.

Перечисленные особенности идеального теплоконтактного двигателя сводятся к следующему определению:

теплоконтактный двигатель — периодически действующее устройство, которое обменивается с окружающей средой только работой и теплом**.

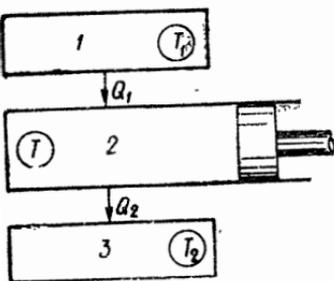


Рис. 1. Схема идеальной (контактной) тепломеханической системы

1 — контактный теплодатчик;
2 — рабочее тело постоянной массы;
3 — контактный теплоприемник

Схематически идеальная (контактная) тепломеханическая система представлена на рис. 1.

Изложенная выше характеристика идеального теплового двигателя основана на принятых в классической термодинамике концепциях теплоты и механической работы. Ограничения на понятия теплоты и работы, которые заложены в этих концепциях, имеют субъективное происхождение и не могут рассматриваться как нечто непреложное и единственно возможное.

* В. С. Жуковский. Техническая термодинамика. М., 1952, стр. 301.

** Д. Ж. Кинан. Термодинамика. М.—Л., 1963, стр. 36.

Построенное на указанных концепциях классическое учение о превращении тепла в работу образует единую строго логическую стройную теорию. Однако ограниченность этих концепций, вызывающая исключение ряда реальных факторов процессов превращения тепла в работу из рассмотрения, делает необходимым создание термодинамической теории современных тепломеханических систем, основанной на иных концепциях и на другой модели теплового двигателя.

Как видно из нижеизложенного, расширение исходных концепций приводит к радикальному изменению всей системы понятий и положений учения о превращении тепла в работу.

МИГРАЦИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ. РЕАЛЬНЫЙ ТЕПЛОВОЙ ДВИГАТЕЛЬ

Применительно к процессам превращения тепла в работу под теплоносителем понимаем продукты газогенератора, пары воды и других жидкостей, газо- и паротопливные смеси, сжатый подогретый и неподогретый воздух (газ), а также воздух атмосферы; энергия которых может быть использована для получения работы.

Под миграцией теплоносителя будем понимать гидродинамический перенос теплоносителя из одной его емкости в другую. В понятие миграции теплоносителя включается также поступление теплоносителя от сгорания, парообразования и испарения конденсированного топлива в пределах контура рабочего пространства двигателя.

Миграцию теплоносителя, вызывающую увеличение массы рабочего тела, будем именовать приходной, а уменьшение массы рабочего тела — расходной миграцией теплоносителя.

В приходной миграции теплоносителя в зависимости от условий гидродинамического переноса теплоносителя различаем две разновидности:

внешнюю миграцию теплоносителя — когда теплоноситель поступает в рабочую полость по газоподводящему каналу из какой-либо емкости, расположенной за пределами контура рабочего пространства;

внутреннюю миграцию теплоносителя — когда теплоноситель поступает в рабочую полость с поверхностей горения, парообразования и испарения конденсированного топлива, находящегося внутри контура рабочего пространства.

При внешней миграции источник теплоносителя (генератор теплоносителя) является самостоятельным тепломеханическим телом по отношению к рабочему телу, и это обстоятельство отражается на характере их взаимодействия в процессе миграции теплоносителя.

Здесь поток теплоносителя имеет определенные граничные параметры, которые в значительной мере зависят от параметров источника теплоносителя.

В случае внутренней миграции поток теплоносителя из зон генерации теплоносителя не имеет определенных граничных параметров, а конденсированное топливо не имеет свойств тепломеханического тела.

Как видно из изложенного, миграция теплоносителя ничего общего не имеет с тепломассопереносом, который наблюдается в процессах типа диффузии и теплопроводности.

Миграция теплоносителя как средство подвода тепловой энергии от теплодатчика к рабочему телу (в рабочую полость) для последующего ее преобразования в работу давно применяется в различных тепловых двигателях. Условия осуществления такого способа подвода энергии к рабочему телу принципиально отличаются от условий подвода энергии теплоконтактным способом: для миграции теплоносителя необходим только перепад давлений между миграционным теплодатчиком и рабочим телом, а подвод энергии тепловым контактом возможен только при перепаде температур между контактными теплодатчиком и рабочим телом.

Подвод энергии к рабочему телу миграцией теплоносителя, помимо отмеченного, влечет за собой другое важное изменение в рабочем процессе теплового двигателя, а именно, превращение рабочего тела в физический объект переменной массы. Таким образом, тепловой двигатель с подводом энергии миграцией теплоносителя, который будем именовать тепломиграционным двигателем,— это качественно особый двигатель по сравнению с теплоконтактным двигателем.

Учитывая его особенности, периодически действующий тепломиграционный двигатель можно определить как устройство, которое обменивается с внешней средой теплом, работой и рабочим веществом.

В зависимости от места генерации теплоносителя можно различать следующие разновидности тепломиграционных двигателей:

двигатели с внешней генерацией теплоносителя (паропоршневые и паротурбинные, пневматические, поршневые и турбинные);

двигатели с внутренней генерацией (ракетные твердого топлива, ЖРД, ствольные баллистические);

двигатели с комбинированной генерацией (газовые, газотурбинные, поршневые).

Тепломеханические процессы с миграцией теплоносителя протекают также в пиромеханизмах различного типа, пневматических и газовых сервомеханизмах, тормозах и амортизаторах, компрессорах, холодильных машинах и т. д.

Подвод и отвод энергии миграцией теплоносителя не исключает наличия в двигателе подвода и отвода энергии тепловым контактом, но последнее только вспомогательный, сопутствующий фактор.

Схематически реальная (миграционная) тепломеханическая система представлена на рис. 2.

Если учесть, что миграция теплоносителя в той или иной форме

используется как средство подвода тепловой энергии во всех практически применяемых тепловых двигателях, то понятия «тепломиграционный двигатель» и «теплоконтактный двигатель» могут рассматриваться в качестве синонимов понятий «реальный тепловой двигатель» и «идеальный тепловой двигатель».

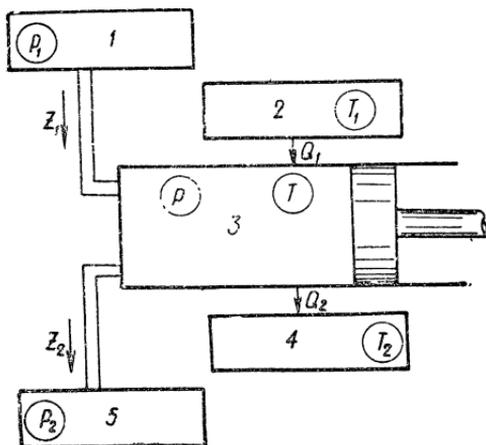


Рис. 2. Схема реальной (миграционной) тепломеханической системы

1— миграционный теплодатчик; 2— контактный теплодатчик; 3— рабочее тело переменной массы; 4— контактный теплоприемник; 5— миграционный теплоприемник

Наличие принципиальных качественных различий между рабочими процессами тепломиграционных и теплоконтактных двигателей означает, что наряду с общим учением об идеальных тепловых двигателях необходимо иметь общее учение о реальных тепловых двигателях.

ХАРАКТЕРИСТИКА НЕКОТОРЫХ МЕТОДОВ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТЕПЛОМИГРАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Первые методы термодинамического расчета процессов с миграцией теплоносителя были разработаны во внутренней баллистике.

Французский инженер Резаль впервые в 1864 г. предложил основное уравнение для процесса в канале ствола артиллерийского орудия в период горения порохового заряда

$$L = jC_w(T_0 - T), \quad (1)$$

где

j — вес газа в канале ствола, изменяющийся в процессе горения пороха;

T_0 — температура продуктов взрывчатого превращения пороха при его горении в условиях неизменяемого объема;

T — текущая температура порохового газа в канале ствола.

Это уравнение, называемое иногда уравнением эквивалентности, исходит из представления об адиабатическом характере процесса, в соответствии с которым работа газа в канале ствола равна разности энергий газа в двух его состояниях.

Отмеченное исходное положение и уравнение (1) используются в современной внутренней баллистике*.

При таком представлении процесса в канале ствола не возникает вопроса об особенностях процессов с миграцией теплоносителя и исключается возможность постановки задачи о расширенной концепции понятия теплоты и построении новой физической теории — термодинамики тела переменной массы.

Указанное представление приводит к искаженной физической картине процесса.

Если исходить из принятого Резалем и вообще во внутренней баллистике положения, то уравнение (1) возможно представить в виде

$$L = -\Delta U. \quad (2)$$

Сопоставление уравнения (2) с первым законом термодинамики

$$Q = \Delta U + L \quad (3)$$

действительно может привести к заключению, что уравнение (1) выражает адиабатический процесс. Однако если энергию, определяемую $jC_w T_0$ и являющуюся подведенной тепловой энергией, рассматривать как теплообмен Q , входящий в первый закон термодинамики, то уравнение (1) не позволяет сделать такого заключения.

Согласно представлению Резаля, произведения $jC_w T_0$ и $jC_w T$ противопоставляются как начальная и промежуточная энергии рабочего тела. Такая трактовка не отвечает физической сущности процесса. Внутренняя энергия рабочего тела в начале процесса должна отвечать начальному весу рабочего тела j_0 и определяться произведением $U_0 = j_0 C_w T_0$, а в уравнение (1) входит только вес рабочего тела в данный текущий момент процесса.

Своеобразное уравнение энергобаланса для процесса с миграцией теплоносителя при постоянном и переменном объеме рабочей полости было предложено проф. К. И. Страховичем (1937 г.)**.

Исходным соотношением для указанного уравнения являлось уравнение теплового баланса для установившегося потока газа

$$dq = di - wdp. \quad (4)$$

Уравнение энергобаланса для количества газа в рабочей полости дано в следующем виде:

$$i_a dj = dI - Wdp, \quad (5)$$

* М. Е. Серебряков. Внутренняя баллистика. М., 1962, стр. 319.

Б. Н. Окунов. Уравнение расширения пороховых газов. Сб. работ по внутренней баллистике. М., 1957, стр. 23, 24.

** К. И. Страхович. Прикладная газодинамика. Л.—М., 1937, стр. 77.

где i_a — удельная энтальпия газа в теплодатчике;

dj — приход газа из теплодатчика и одновременно изменение количества газа в рабочей полости;

$I = ij$ — энтальпия газа в рабочей полости;

W — объем рабочей полости.

По трактовке Страховича, член уравнения $i_a dj$ определяется как количество энергии втекающего газа, dI — как изменение теплоты газа в рабочей полости и Wdp — как работа повышения давления.

Уравнение (5) получено из уравнения (4) путем замены изменения удельной энтальпии газа в потоке di , удельного объема газа dw и элементарного удельного теплообмена газа в потоке dq соответственно изменением энтальпии газа в рабочей полости dI , объемом рабочей полости W и произведением удельной энтальпии газа во внешнем пространстве на элементарное количество втекающего в рабочую полость газа $i_a dj$.

Изложенный переход от газодинамического уравнения (4) к термодинамическому уравнению (5) физически не обоснован. Как способ получения уравнения (5), так и трактовка его членов означают, что термодинамическая сущность рассматриваемого процесса втиснута в рамки газодинамической задачи.

Включение в уравнение энергобаланса энтальпии втекающего газа в качестве эквивалента теплоты (теплообмена) противоречит классической концепции теплоты, согласно которой теплота — это только то, что передается тепловым контактом. Какая-либо иная концепция теплоты в решении К. И. Страховича не упоминается и не предусматривается.

При принятом подходе из рассмотрения выпали важнейшие термодинамические понятия — внутренняя энергия рабочего тела и механическое взаимодействие тела с внешней средой (при переменном объеме рабочей полости).

Введенное К. И. Страховичем понятие «работа повышения давления» находится в явном противоречии с классической концепцией работы.

Произведение $w dp$ имеет вполне определенный физический смысл для потока газа, где оно выражает изменение кинетической энергии газа, но для неподвижного газа в рабочей полости произведение $W dp$ лишено какого-либо реального физического содержания.

Метод термодинамического расчета рабочего процесса двигателя внутреннего сгорания, основанный на развернутом учете физических явлений, составляющих указанный процесс, предложен проф. Н. М. Глаголевым. Этот метод можно назвать методом частных изменений объема рабочего тела. Его исходным соотношением является уравнение

$$dW = dW_a + \Sigma dW_m + dW_Q, \quad (6)$$

где

- dW — изменение объема рабочего тела, вызванное перемещением поршня (реальное изменение объема);
 dW_a — адиабатическое изменение объема рабочего тела;
 dW_m — изменение объема рабочего тела вследствие изменения числа газообразных молекул в рабочей полости;
 dW_Q — изменение объема рабочего тела вследствие подвода тепла к телу*.

В качестве дополнительных условий принято: все частные изменения объема рабочего тела, кроме адиабатического изменения, определяются в предположении неизменного давления,

адиабатическое изменение объема рабочего тела определяется из соотношения

$$\frac{dp}{p} = -k \frac{dW_a}{W};$$

изменения давления и температуры газа в рабочей полости в течение всего процесса при любых воздействиях связаны между собой адиабатической зависимостью

$$Tp^{\frac{1-k}{k}} = \text{const.}$$

В методе термодинамического расчета по Н. М. Глаголеву уравнение энергобаланса и уравнение весового баланса рабочего тела непосредственно не используются. Эти уравнения рассматриваются только как средство контроля правильности полученных помимо их расчетных зависимостей.

Вопреки классической концепции теплоты Н. М. Глаголев без каких-либо пояснений рассматривает теплосодержание втекающего и вытекающего газа как теплоту процесса и включает ее в член dQ первого закона термодинамики, одновременно придерживаясь классической концепции работы. Следует отметить принципиальную несогласованность в определении некоторых слагаемых энергобаланса.

Энергию, поступающую вместе с газообразными молекулами продуктов сгорания топлива, Н. М. Глаголев определяет по теплотворной способности топлива, что равносильно определению указанной энергии по внутренней энергии продуктов сгорания, исчисленной от температуры калориметра.

Вместе с тем энергия, приносимая молекулами втекающего газа, определяется по их теплосодержанию, исчисленному от абсолютного нуля.

Принципиально неточным является определение энергии, поступающей вместе с газообразными молекулами, образовавшимися при испарении топлива в пределах рабочей полости, по их теплосодержанию. Тепловая энергия этих молекул равна только

* Н. М. Глаголев. Рабочие процессы двигателей внутреннего сгорания. К.— М., 1950.

их собственной внутренней энергии и ничему другому, а в тепло-содержание газа входит слагаемое $p\omega$, которое появляется только за счет энергии внешнего источника теплоносителя.

Вследствие отсутствия в курсах термодинамики общей термодинамической теории процессов с миграцией теплоносителя в методах термодинамического расчета этих процессов, предложенных авторами многочисленных теорий различных разновидностей тепловых двигателей и аппаратов, наблюдается исключительный разноречивостью. Почти каждый автор дает свой особый метод расчета.

В то же время во всех этих методах можно обнаружить одну общую характерную особенность — признание справедливости для указанных процессов всей системы понятий и положений классической термодинамики. Другими словами, названные авторы не усматривают ничего принципиально нового в процессах с миграцией теплоносителя по сравнению с классической концепцией теплоты и работы. Ввиду этого авторы частных теорий тепловых двигателей используют такие приемы в расчетах процессов при переменной массе, которые позволяют остаться в рамках понятий и положений классического учения о превращении тепла в работу.

К таким приемам, осуществляющим «подгонку под классику», относятся:

неофициальное, негласное и безымянное отнесение воздействия, вызываемого миграцией теплоносителя, к контактному теплообмену (в случае прямого использования основного закона термодинамики);

произвольное отнесение рассматриваемого процесса при переменной массе тела к какому-либо типовому процессу (при постоянной массе).

Второй прием, по существу, также сводится к отождествлению миграционной передачи энергии с контактными теплообменом.

При использовании таких приемов не возникает необходимости в расширении основ термодинамического анализа, сохраняется положение о существовании только двух качественно различных воздействий — теплового контакта и контурной деформации тела, исключается методологическая проблема о природе воздействия, вызываемого миграцией теплоносителя, а также задача об установлении особых закономерностей миграционных тепломеханических процессов.

Как уже отмечалось и как будет показано ниже, указанные приемы являются чисто формальными и искажают качественные и количественные соотношения.

О РАЗВИТИИ АНАЛИЗА ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ

Характерной чертой отмеченных выше и ряда других работ, посвященных расчету процессов с миграцией теплоносителя, является отсутствие в них термодинамического анализа особенностей

таких процессов. В этих работах не только нет такого анализа, но, наоборот, имеются попытки относить процессы с явно выраженным переменным количеством газа к типовым процессам. Так, например, некоторые авторы процесс в накале ствола в период горения заряда при $dQ=0$ относят к обычным адиабатическим процессам.

Процесс в камере пороховой ракеты при принятии $T=\text{const}$ многими авторами рассматривается как изотермический, хотя изотермического изменения состояния газа в данных условиях не имеется.

В некоторых случаях непонимание особенностей указанных процессов не ограничивается неправильными формулировками, а приводит к построению решений, основанных на использовании уравнения адиабаты или политропы, что приводит к явно ошибочным зависимостям.

Первая попытка термодинамического анализа процессов с переменным количеством газа, как процессов качественно особых по сравнению с процессами при постоянном количестве газа, была произведена нами в кандидатской диссертации (1939 г.). В работе, опубликованной по материалам диссертации, например, отмечено, что в процессах с переменным количеством газа удельная работа газа и работа тела связаны между собой соотношением:

$$dl = pdw = \frac{pdW}{j} - \frac{pWdj}{j} = \frac{dL}{j} - \frac{pWdj}{j} \quad (7)$$

вместо обычного соотношения $dl = \frac{dL}{j}$ для процессов с постоянным количеством газа*.

В докторской диссертации (1942 г.) вопросы термодинамического анализа процессов с переменным количеством газа были выделены в особый раздел «Термодинамика переменного количества газа». В опубликованных материалах этой диссертации были впервые даны следующие общие зависимости**:

$$\frac{dQ}{dt} + \Pi G = \frac{dU}{dt} + \frac{dL}{dt} + \Pi_{\kappa} G_{\kappa}; \quad (8)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left(\frac{dQ}{dt} + \Pi G - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt} - \Pi_{\kappa} G_{\kappa} \right); \quad (9)$$

$$\frac{dp}{d\gamma} = (k-1) \frac{\frac{dQ}{dt} + \Pi G - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt} - \Pi_{\kappa} G_{\kappa}}{\frac{dj}{dt} - \gamma \frac{dW}{dt}}. \quad (10)$$

В этой же работе было показано, что в результате значительных качественных изменений в закономерностях процессов, вы-

* М. А. Мамонтов. К вопросу о термодинамике газа в период изменения его количества. Труды ТМИ. Вып. 1, М., 1941, стр. 37.

** М. А. Мамонтов. Теория тепловых двигателей. Самарканд, 1943, стр. 10 и 12.

зываемых изменением количества газа, определения типовых процессов, принятые в технической термодинамике, оказываются неточными.

В наших последующих исследованиях, опубликованных в 1951, 1961 и 1966 гг.*, было продолжено развитие общей термодинамической теории процессов с миграцией теплоносителя. В результате этих исследований установлено, что процессы превращения тепла в работу с миграцией теплоносителя (при переменной массе рабочего тела) сопровождаются совокупностью трех взаимосвязанных явлений (явлений тепловой миграции): явления миграционной деформации, явления миграционной теплопередачи и явления квазиконтактной теплопередачи.

Установление указанных явлений привело к установлению расширенных концепций теплоты, работы и рабочего тела и, соответственно, к построению методологических основ новой физической теории — термодинамики тела переменной массы. Одновременно это привело к установлению новых законов превращения тепла в работу:

основного закона термодинамики тела переменной массы (закон сохранения энергии);

закон изменения состояния тела переменной массы;

закон действия реального теплового двигателя.

* М. А. Мамонтов. Некоторые случаи течения газа. М., 1951.

М. А. Мамонтов. Вопросы термодинамики тела переменной массы. М., 1961.

М. А. Мамонтов. Тепломеханика. М., 1966.

I. Тепловая миграция

1. НЕСВОДИМОСТЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ МИГРАЦИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ К ВОЗДЕЙСТВИЯМ ТЕПЛООВОГО КОНТАКТА И КОНТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Несводимость воздействия миграции теплоносителя к теплоконтактному воздействию явно обнаруживается прежде всего из сопоставления условий осуществления воздействия теплового контакта и миграции теплоносителя: для первого воздействия необходима разность температур, а для второго — разность давлений у взаимодействующих элементов тепломеханической системы.

Только один этот факт делает вполне обоснованным утверждение о неправомочности отождествления природы воздействия миграции теплоносителя с природой воздействия теплового контакта.

Расчетно-теоретический и экспериментальный анализ многочисленных разновидностей процессов с миграцией теплоносителя показывает резко выраженное несоответствие между закономерностью этих процессов и закономерностями так называемых типовых термодинамических процессов.

В нашем первом исследовании процессов с миграцией теплоносителя* было показано, что изменение состояния переменного количества газа при внутренней миграции теплоносителя невозможно выразить на конечном участке процесса уравнением политропы с постоянным показателем.

Во втором нашем исследовании процессов с миграцией теплоносителя** на примере изменения состояния газа в манометрической камере было установлено, что условие $T = \text{const}$ может выполняться одновременно с условиями $W = \text{const}$ и $Q = 0$.

В той же работе дан анализ изменения состояния газа в основной период рабочего процесса ствольного баллистического двигателя с закрытым заснарядным пространством. Как и в преды-

* М. А. Мамонтов. К вопросу о термодинамике газа в период изменения его количества. Труды ТМИ. Вып. I, М., 1941, стр. 39.

** М. А. Мамонтов. Теория тепловых двигателей. Самарканд, 1943, стр. 7.

дущем случае, кратковременность процесса в заснарядном пространстве позволяет пренебречь влиянием теплоотдачи. Исходя из этого допущения, у многих авторов по внутренней баллистике имеются утверждения об адиабатическом характере процесса изменения состояния газа в канале ствола оружия. Однако отсутствие теплоотдачи при наличии изменения количества газа не обеспечивает адиабатического характера процесса. Изменение состояния газа в основной период рабочего процесса ствольного баллистического двигателя отличается от изменения состояния газа в манометрической камере лишь тем, что последнее сопровождается работой расширения.

Несмотря на увеличение общего объема, занимаемого газом, и соответствующую внешнюю работу расширения, интенсивный приток газа приводит к тому, что в первой части основного периода рабочего процесса удельный объем газа не увеличивается, а уменьшается. Следовательно, никакой адиабатической зависимости между давлением и удельным объемом не существует.

Невозможно подвести рассматриваемый процесс и под какой-либо другой частный термодинамический процесс.

Представление о некоторых особенностях процессов с миграцией теплоносителя можно получить из анализа механических взаимодействий, возникающих в манометрической камере при сгорании твердого топлива.

В каждый момент процесса будем различать конечное количество ранее поступившего газа и элементарное количество вновь поступившего газа.

Объем, который займет образовавшийся за время dt газ весом dj будет ωdj . Так как в первый момент его образования он занимал объем, равный объему соответствующей по весу части твердого топлива $\frac{dj}{\delta}$, то изменение объема вновь образовавшегося газа от первого момента его возникновения до давления ранее образовавшегося газа равно $(\omega - \frac{1}{\delta})dj$.

Для соответствующей работы расширения имеем

$$p\left(\omega - \frac{1}{\delta}\right)dj.$$

Уменьшение объема ранее образовавшегося газа будет, очевидно, равно вышеуказанному изменению объема вновь образовавшегося газа и, следовательно, работа сжатия определится выражением

$$-p\left(\omega - \frac{1}{\delta}\right)dj.$$

Равенство отмеченных работ расширения и сжатия показывает, что никакого внешнего результата этих работ наблюдаться не будет.

Из рассмотренных механических взаимодействий следует, что

процесс сжатия ранее образовавшегося газа за счет непрерывного притока вновь образующегося газа качественно отличается от процесса сжатия постоянного по весу газа за счет объемной деформации его внешней оболочки.

Качественное различие между влиянием воздействия миграции теплоносителя и теплового контакта сравнительно просто выявляется при рассмотрении процессов, протекающих с постоянным объемом рабочей полости.

Подвод энергии тепловым контактом в таких процессах всегда вызывает повышение температуры рабочего вещества, а подвод энергии миграцией теплоносителя в случае низкой температуры теплоносителя может, наоборот, вызвать понижение температуры рабочего вещества.

Отвод тепловой энергии тепловым контактом при постоянном объеме рабочей полости вызывает понижение температуры газа, пропорциональное количеству отведенной энергии.

Отвод тепловой энергии только миграцией теплоносителя при постоянном объеме рабочей полости также вызывает понижение температуры газа, но это понижение определяется не количеством отведенной энергии, а адиабатической зависимостью $p\omega^{\kappa} = \text{const}$, предполагающей отсутствие отвода и подвода тепла.

Термодинамический анализ любого тепломеханического процесса заключается в решении следующих задач:

определении энергобаланса процесса;

определении характера изменения состояния рабочего вещества.

Поэтому, чтобы убедиться в наличии или отсутствии принципиального качественного различия между воздействием миграции теплоносителя и воздействиями теплового контакта и контурной деформации, достаточно рассмотреть возможность решения указанных задач термодинамического анализа для некоторых характерных процессов с миграцией теплоносителя на основе классических концепций теплоты и работы.

Излагаемые ниже результаты показывают, что с позиции классических концепций некоторые закономерности процессов с миграцией теплоносителя необходимо оценить как парадоксальные ввиду резкого их расхождения с общепринятыми представлениями.

2. АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПАРАДОКС

Рассмотрим процесс опорожнения постоянного объема (рис. 3). Для этого процесса экспериментально подтверждено, что при отсутствии контактной теплопередачи изменение состояния газа в рабочей полости является адиабатическим.

Если придерживаться классических концепций теплоты и работы, то должны будем признать, что первая задача термодинамического анализа для данного процесса не имеет решения. При $dQ=0$ и $dL=pdw=0$ по первому закону термодинамики получаем $dU=0$, что противоречит физике процесса.

Если положить, что энергия dE , отводимая из рабочей полости миграцией теплоносителя, эквивалентна теплоте dQ , то в этом случае по классическим концепциям адиабатическое изменение состояния газа в рабочей полости оказывается дважды неправомерным: ввиду условия $dQ \neq 0$ и условия $dL = 0$.

Адиабатическое изменение состояния элементов рабочего тела предполагает совершение локальных работ, сумма которых должна составлять тотальную работу тела. Так как последняя по классической концепции в данном случае отсутствует, то это исключает возможность признания существования локальных работ.

Если отказаться от рассмотрения конкретных внешних воздействий и перейти к анализу обезличенного изменения состояния рабочего вещества, принимая условие $du = -pdw$, то это приведет к беспредметному анализу, не раскрывающему специфику процесса опорожнения постоянного объема.

Таким образом, закономерности процесса опорожнения постоянного объема оказались в резком противоречии с общепринятым термодинамическим анализом. Объяснить и теоретически подтвердить эти закономерности на основе классических концепций не представляется возможным.

3. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПАРАДОКС

Рассмотрим вначале процесс наполнения постоянного объема при внутренней миграции теплоносителя, который происходит при горении твердого топлива в манометрической камере.

Ввиду кратковременности процесса горения твердого топлива в манометрической камере влияние контактной теплоотдачи на процесс пренебрежимо мало.

В условиях изоляции процесса от внешних воздействий выделяющаяся при горении химическая энергия во все моменты процесса полностью переходит во внутреннюю энергию продуктов сгорания, поддерживая температуру в камере на одном уровне.

Постоянство температуры продуктов горения в течение процесса горения подтверждается также экспериментально (рис. 4).

Так как перемещение фронта горения не эквивалентно перемещению подвижного звена двигателя (поршня), т. е. не связано с передачей энергии от газа во внешнюю среду, то изменение

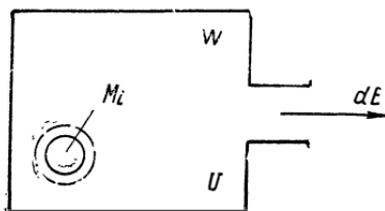


Рис. 3. Схема процесса опорожнения постоянного объема

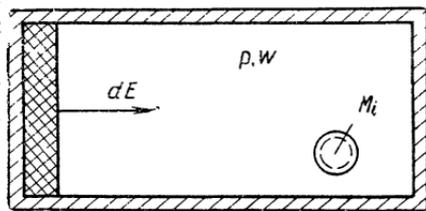


Рис. 4. Схема процесса наполнения постоянного объема при внутренней миграции теплоносителя

объема полости в процессе горения не является рабочим изменением и, следовательно, в данном процессе контурная работа отсутствует ($dL=0$).

Если исходить из классической концепции теплоты, то первая задача термодинамического анализа — задача определения энергобаланса для данного процесса — также оказывается нерешенной: $dQ=0$; $dL=0$; $dU=0$.

Неправомерное отождествление dE с dQ позволяет получить уравнение энергобаланса, но создает превратное представление о

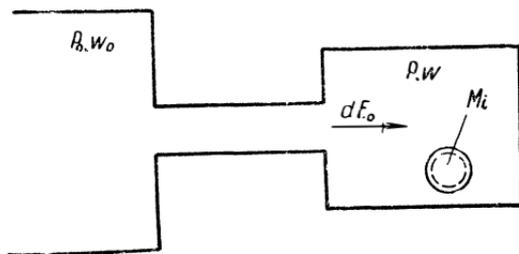


Рис. 5. Схема процесса наполнения постоянного объема при внешней миграции теплоносителя.

якобы политропическом характере процесса вместо фактического изотермического изменения состояния по соотношению $p\omega = \text{const}$.

Вторая задача термодинамического анализа — определение характера изменения состояния газа в рассматриваемом процессе — также не имеет решения в рамках классических концепций теплоты и работы.

Изотермическое изменение состояния элементов рабочего тела, которое имеет место в данном процессе, состоит из двух разнородных воздействий:

- работы сжатия элементов рабочего тела;
- отвода тепла от сжимаемых элементов рабочего тела.

Необходимость отвода тепла для обеспечения изотермического сжатия элементов рабочего тела противоречит подводу тепла при сгорании топлива. Классическими концепциями теплоты и работы нельзя объяснить и теоретически оправдать возможность существования указанных воздействий в рассматриваемом процессе, это представляется парадоксом.

При расширенных концепциях теплоты и работы данный парадокс получает исчерпывающее объяснение.

Рассмотрим процесс наполнения постоянного объема при внешней миграции теплоносителя (рис. 5).

Предположим, что:

состояние теплоносителя в теплодатчике сохраняется неизменным;

контактная теплопередача в рабочей полости и в канале миграции пренебрежимо мала;

в начальный момент процесса в рабочей полости имеется пустота (вакуум).

При заданных условиях единичный приход энергии в рабочую полость с теплоносителем будет постоянным, расход энергии из рабочей полости равен нулю, а процесс в рабочей полости будет протекать при постоянной удельной внутренней энергии, т. е. при $T = \text{const}$.

Это означает, что сжатие каждого элемента рабочего тела M_i вследствие непрерывного поступления теплоносителя в рабочую полость будет сопровождаться повышением давления в соответствии с уравнением

$$p\omega = \text{const}.$$

Следовательно, процесс наполнения постоянного объема при внешней миграции теплоносителя по своим термодинамическим свойствам совпадает с рассмотренным выше процессом наполнения постоянного объема при внутренней миграции теплоносителя. Поэтому для этого процесса сохраняют свое значение сделанные ранее выводы о невозможности при классических концепциях полноценного, физически корректного термодинамического анализа процесса наполнения постоянного объема.

Для данного изотермического процесса также имеем особое соотношение: необходимость отвода тепла от элементов рабочего тела для обеспечения их изотермического сжатия при наличии подвода энергии ($dE_0 > 0$).

Если придерживаться классических концепций теплоты и работы, то такое соотношение приходится расценивать как парадокс.

4. ЯВЛЕНИЯ ТЕПЛОВОЙ МИГРАЦИИ

Произведенный выше общий физический анализ качественного различия между воздействием миграции теплоносителя и воздействиями теплового контакта и контурной деформации логически приводит к постановке главной методологической проблемы учения о превращении тепла в работу при переменной массе рабочего тела — проблемы установления термодинамической природы воздействия, воспринимаемого или производимого рабочим телом, при миграции теплоносителя.

Логическую основу постановки названной проблемы можно выразить следующим «постулатом»:

если для какого-либо установленного рода воздействия определена своя особая закономерность изменения состояния рабочего тела, то и, наоборот, для установленной новой закономерности изменения состояния рабочего тела должен быть определен свой особый род воздействия.

Установить природу воздействия миграции теплоносителя на рабочее тело — это значит установить то, в чем проявляется, обнаруживается сущность данного воздействия или, другими словами, установить явления воздействия миграции теплоносителя на

рабочее тело*. Эти явления будем кратко именовать явлениями тепловой миграции**.

Таким образом, исходя из установленных фактов логически приходим к заключению, что должны существовать особые яв-

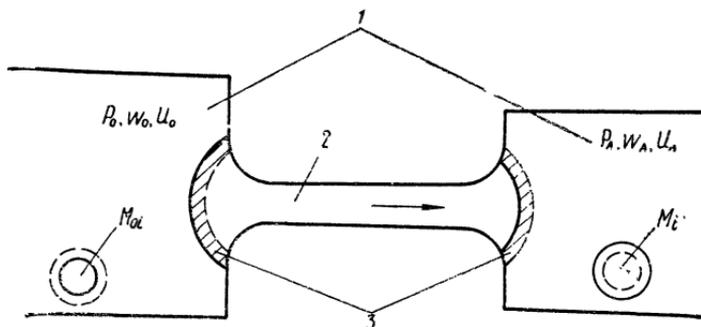


Рис. 6. Структурная схема расходной и внешней приходной миграций теплоносителя
1—емкости теплоносителя; 2—канал миграции; 3—зоны воздействия миграции

ния тепловой миграции, выражающие природу воздействия миграции теплоносителя и качественно несводимые к явлениям теплового контакта и контурной деформации. Как видно из излагаемого ниже физического анализа, такие особые явления действительно существуют как совокупность трех взаимосвязанных и одновременно качественно обособленных явлений:

- явления миграционной деформации;
- явления миграционной теплопередачи;
- явления квазиконтактной теплопередачи.

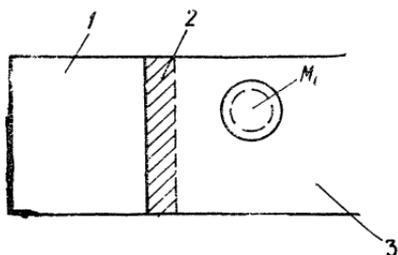


Рис. 7. Структурная схема внутренней миграции теплоносителя
1—конденсированное топливо; 2—зона воздействия миграции; 3—рабочая полость

Структурные схемы расходной и приходной миграций теплоносителя представлены на рис. 6 и 7.

Частицы рабочего вещества теплоносителя в зонах воздействия миграции назовем мигрирующими элементами, а частицы рабочего вещества (теплоносителя), составляющие рабочие тела двигателя или генератора теплоносителя, будем именовать действующими элементами.

Ниже излагается анализ каждого явления тепловой миграции.

* По определению — «явление — то, в чем проявляется, обнаруживается сущность чего-либо».

** Термин «тепловая миграция» имеет некоторую условность, так как явления тепловой миграции включают в себя механический фактор. Эту условность можно обосновать тем, что указанный фактор неотделим от преобладающего теплового фактора.

5. ЯВЛЕНИЕ МИГРАЦИОННОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Под явлением миграционной деформации понимается та часть тепловой миграции, т. е. та часть воздействия миграции теплоносителя, которая проявляется в деформации действующих элементов в результате вталкивания в рабочую полость или выталкивания из нее мигрирующих элементов.

Наиболее простой вариант явления миграционной деформации имеет место в случае деформации действующих элементов только при выталкивании мигрирующих элементов из рабочей полости (при расходной миграции теплоносителя), и поэтому остановимся вначале на этом варианте. Такой вариант явления миграционной деформации был впервые рассмотрен нами при исследовании действия газоотводных устройств*. Зона воздействия в данном случае — это некоторый начальный участок течения теплоносителя из полости к отверстию.

Процесс в зоне воздействия миграции (левая часть рис. 6) можно представить как совокупность двух параллельно протекающих процессов — процесса отпадения элемента от рабочего тела и процесса выталкивания.

Процесс выталкивания является одновременно процессом расширения действующих элементов. Вытесняемый мигрирующий элемент перемещается при действии на него давления со стороны рабочего тела и, следовательно, это перемещение сопровождается совершением работы действующими элементами.

Объем мигрирующего элемента весом dY_0 в начале его движения (т. е. в пределах зоны воздействия) будет $\omega_0 dY_0$. Этот же объем будет являться одновременно изменением объема действующих элементов за этап выталкивания мигрирующего элемента. Поэтому для работы действующих элементов (для работы выталкивания мигрирующего элемента) имеем

$$dL_{\text{мо}} = - p_0 \omega_0 dY_0. \quad (11)$$

Знак (—) в правой части уравнения объясняется тем, что при $dY_0 < 0$ (уменьшение веса тела) работа расширения действующих элементов тела, согласно общему правилу, должна быть положительной.

Работа $dL_{\text{мо}}$ не связана с изменением общего контурного объема рабочего тела (т. е. с общей объемной деформацией тела) и, следовательно, должна рассматриваться как особое механическое (деформационное) воздействие, которое не вписывается в рамки классической концепции механического воздействия. Поэтому работу $dL_{\text{мо}}$ в отличие от обычной контурной работы будем именовать расходной миграционной работой тела. Эта работа совершается за счет внутренней энергии тела.

* М. А. Мамонов. Теория газоотводных устройств. ТМИ, 1946, стр. 20, 21 (рукопись).

Помимо расходной миграционной работы тела, будем различать единичную расходную миграционную работу, т. е. миграционную работу тела, отнесенную к единице веса мигрирующих элементов,

$$\left| \frac{dL_{\text{мо}}}{dY_0} \right| = p_0 \omega_0 = l_{\text{мо}}. \quad (12)$$

В заключение анализа рассмотренного варианта явления миграционной деформации необходимо указать «потребителя» миграционной работы тела.

Миграционная работа тела, передаваясь вдоль потока теплоносителя, расходуется на преодоление гидравлических сопротивлений, на увеличение кинетической энергии потока, на преодоление противодействия в конце потока.

Перейдем к варианту явления миграционной деформации, протекающего при внешней приходной миграции теплоносителя (правая часть рис. 6). Впервые этот вариант явления миграционной деформации рассмотрен нами в работе 1961 г.*.

Процесс в зоне воздействия миграции в данном случае будет совокупностью следующих двух параллельно протекающих процессов: процесса вталкивания и торможения мигрирующего элемента и процесса его ассимиляции с действующими элементами.

При больших скоростях потока теплоносителя на входе в зону воздействия миграции процессы торможения и ассимиляции могут иметь значительную протяженность во времени и пространстве. Так как описание потока теплоносителя в пределах зоны воздействия при указанных условиях в общем случае не представляется возможным, то для данного анализа целесообразно использовать ту же идеализированную рабочую схему, которая принята для аналогичного процесса в механике тела переменной массы на основе так называемой гипотезы близкодействия. Согласно этой гипотезе отделение от тела и присоединение к нему изменяющих материальных точек (в нашем процессе — мигрирующих элементов) происходит в условиях импульсных воздействий, т. е. конечные изменения параметров происходят на бесконечно малом участке взаимодействия.

В тех случаях, когда размеры рабочей полости достаточно велики по сравнению с размерами потока, указанная гипотеза не может существенно отразиться на результатах проводимого анализа.

В соответствии с изложенным будем полагать, что мигрирующий элемент на выходе из достаточно малой зоны воздействия сливается с действующими элементами, т. е. все параметры его состояния (давление, удельный объем, температура) становятся одинаковыми с параметрами состояния действующих элементов.

Поэтому объем присоединенного элемента весом dY_a , с кото-

* М. А. Мамонтов. Вопросы термодинамики тела переменной массы. М., 1961, стр. 18, 19.

рым он войдет в пределы рабочей полости, будет $\omega_a dY_a$, где ω_a — удельный объем действующих элементов тела.

Объем элемента $\omega_a dY_a$ одновременно представляет собой изменение общего объема действующих элементов вследствие включения в рабочую полость вновь поступившего элемента. Указанное изменение объема происходило с преодолением давления P_a и, следовательно, сопровождалось совершением работы сжатия действующих элементов

$$dL_{ма} = -p_a \omega_a dY_a. \quad (13)$$

Знак (—) объясняется необходимостью получения отрицательной работы (работы сжатия) для действующих элементов при $dY_a > 0$ (увеличении веса тела).

Работа $dL_{ма}$, которую будем именовать приходной миграционной работой тела, не зависит от изменения общего контурного объема тела и, следовательно, является особым механическим (деформационным) воздействием, не предусмотренным классической концепцией работы. Работа $dL_{ма}$ совершается за счет энергии набегающего потока теплоносителя, т. е. за счет энергии теплодатчика.

Для единичной приходной миграционной работы, аналогично предыдущему, имеем

$$\left| \frac{dL_{ма}}{dY_a} \right| = -p_a \omega_a = l_{ма}. \quad (14)$$

Из уравнений (12) и (14) следует, что единичная миграционная работа зависит только от параметров состояния рабочего тела и одинакова для расходной и приходной миграций теплоносителя. Поэтому в обобщенном виде единичную миграционную работу выразим уравнением

$$l_m = p\omega. \quad (15)$$

При наличии нескольких каналов миграции общая миграционная работа тела будет выражаться зависимостью

$$dl_m = \Sigma dL_{mk} = -\Sigma l_m dY_k = -p\omega dj, \quad (16)$$

где k — номер канала миграции.

Величина dL_m — миграционная работа тела — является мерой миграционно-механического взаимодействия между рабочим телом и внешней средой.

Изложенный выше анализ явления миграционной деформации в случае внешней миграции теплоносителя может быть перенесен и на явление миграционной деформации в условиях внутренней миграции (см. рис. 7).

Существование внутренней работы сжатия ранее образовавшихся газов (действующих элементов) при воздействии вновь поступающих газов от сгорания твердого топлива (мигрирующих элементов) было установлено и проанализировано нами в первом нашем исследовании процессов с миграцией теплоносителя*.

* Труды ТМИ. Вып. 1, М., 1941, стр. 34, 35.

Вопрос о существовании миграционной работы тела как особого фактора тепломеханического процесса был фактически рассмотрен выше при анализе адиабатического и изотермического парадоксов. Из анализа процессов опорожнения и наполнения постоянного объема следует, что адиабатическое изменение состояния газа в процессе опорожнения и изотермическое изменение состояния газа в процессах наполнения могут быть оправданы только существованием особой работы тела, помимо контурной работы (в указанных изменениях состояния последняя работа отсутствовала).

Остановимся на проявлении миграционной работы как самостоятельного фактора тепломеханического процесса опорожнения рабочей полости при $dW=0$ и $dQ=0$.

Расчет такого процесса обычно производится с использованием уравнения весового баланса и при принятии предположения об изменении состояния элементов рабочего тела в рабочей полости по уравнению

$$p\omega^k = \text{const.}$$

Вполне удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных для указанного процесса подтверждает справедливость сделанного предположения об адиабатическом изменении состояния элементов рабочего тела в рабочей полости. Но такое изменение состояния предполагает деформацию (расширение) элементов рабочего тела, т. е. совершение ими работы расширения.

Для всякого тепломеханического процесса может быть принято положение — работа тела в целом определяется суммой работ всех его элементов, и, обратно, сумма работ всех элементов тела есть работа тела в целом.

В соответствии с этим положением, в рассматриваемом процессе сумма элементарных работ расширения всех элементов тела в какой-либо момент процесса должна выражать собой элементарную работу тела в целом в тот же момент процесса.

Так как в данном процессе контурная работа $dL=pdW$ равна нулю, то указанная сумма работ расширения элементов тела должна представлять собой какую-то другую работу тела в целом. Такой работой может быть только работа выталкивания мигрирующих частиц при истечении рабочего вещества, т. е. миграционная работа.

Таким образом, экспериментальное подтверждение адиабатического изменения состояния рабочего вещества в рабочей полости постоянного объема в процессе опорожнения является одновременно подтверждением реальности миграционной работы тела как самостоятельного фактора, независимого от контурной работы.

Аналогично можно показать, что изотермический парадокс можно объяснить, только признав факт существования миграционной работы в процессе наполнения постоянного объема.

6. ЯВЛЕНИЕ МИГРАЦИОННОЙ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Под явлением миграционной теплопередачи понимаем ту часть тепловой миграции, которая проявляется в переносе энергии в рабочую полость или из рабочей полости мигрирующими элементами с соответствующим включением этой энергии во внутреннюю энергию рабочего тела в случае приходной миграции или отделения ее от внутренней энергии рабочего тела в случае расходной миграции.

Рассмотрим вначале вариант явления миграционной теплопередачи при расходной миграции теплоносителя (левая часть рис. 6). Здесь так же, как и в явлении миграционной деформации, процесс в зоне воздействия миграции можно рассматривать состоящим из двух процессов: процесса отпадения элемента от рабочего тела и процесса выталкивания элемента из рабочей полости. В момент отпадения от тела элемент имеет удельную внутреннюю энергию, равную удельной внутренней энергии действующих элементов, и, следовательно, тепловая энергия, отведенная от рабочего тела только посредством «выноса» из рабочей полости элемента весом dY_o , будет определяться соотношением

$$dQ_{mo} = u_o dY_o. \quad (17)$$

Величину dQ_{mo} будем называть расходным миграционным теплообменом.

По аналогии с явлением миграционной деформации, введем понятие единичного расходного миграционного теплообмена

$$\frac{dQ_{mo}}{dY_o} = u_o = q_{mo}, \quad (18)$$

где обозначение q_{mo} вместо u_o принято с целью отметить физическую сущность данной величины, а также в порядке унификации с последующими обозначениями.

Суммируя единичную расходную миграционную работу и единичный расходный миграционный теплообмен по уравнениям (12) и (18), имеем

$$P_o = q_{mo} + p_o w_o = u_o + p_o w_o = i_o. \quad (19)$$

Здесь также по указанным выше соображениям вместо i_o введено P_o .

Величину P_o будем именовать единичной расходной миграционной энергопередачей.

Как видно из последнего соотношения, в случае расходной миграции теплоносителя энтальпия рабочего вещества может войти в описание процесса, но при этом энтальпия должна рассматриваться как сумма двух разнодействующих факторов.

Для варианта миграционной теплопередачи, протекающей при внешней приходной миграции теплоносителя (см. правую часть рис. 6), процесс в зоне воздействия миграции так же, как и при явлении миграционной деформации, представляется как совокупность двух параллельно протекающих процессов: процесса вталки-

вания и торможения мигрирующего элемента и процесса его ассимиляции с действующими элементами. Единичный запас энергии мигрирующего элемента при входе в зону воздействия миграции определяется разностью между единичной миграционной энергопередачей Π_0 , полученной от теплодатчика, и единичной потерей энергии q_T в канале миграции вследствие теплопередачи стенкам канала

$$\Pi_T = \Pi_0 - q_T. \quad (20)$$

Величина Π_T именуется единичной приходной миграционной энергопередачей.

При прохождении через зону воздействия в процессе вталкивания и торможения мигрирующий элемент израсходует часть запаса своей энергии на миграционную работу, т. е. на работу сжатия действующих элементов при вхождении этого элемента в рабочую полость. Так как к моменту выхода из зоны воздействия мигрирующий элемент должен потерять свою скорость, то, следовательно, к этому моменту его кинетическая энергия, созданная в период движения в канале миграции, перейдет в энергию хаотического микроскопического движения, т. е. во внутреннюю энергию.

Таким образом, перед выходом из зоны воздействия мигрирующий элемент будет обладать следующим запасом тепловой энергии:

$$q_{ма} = \Pi_T - p_a w_a. \quad (21)$$

Величина $q_{ма}$, которую будем именовать единичным приходным миграционным теплообменом, есть удельная внутренняя энергия мигрирующего элемента в момент его присоединения к рабочему телу. Соответствующий приходный миграционный теплообмен тела при весе присоединенного элемента dY_a определяется соотношением

$$dQ_{ма} = q_{ма} dY_a. \quad (22)$$

Общий миграционный теплообмен рабочего тела по всем расходным и приходным миграционным каналам выразится зависимостью

$$dQ_M = \Sigma dQ_{МК} = \Sigma q_{МК} dY_K, \quad (23)$$

где k — номер канала миграции.

Величина dQ_M — миграционный теплообмен тела — является мерой миграционно-теплового взаимодействия между телом и внешней средой.

Вариант явления миграционной теплопередачи при внутренней миграции теплоносителя (т. е. при процессах горения, парообразования и испарения) существенно отличается от предыдущего варианта.

Явление внешней миграционной теплопередачи протекает параллельно с сопряженными с ним явлением расходной миграции

онной деформации и явлением расходной миграционной теплопередачи и непосредственно зависит от этих явлений. Для явления внутренней миграционной теплопередачи такого сопряжения не существует.

Зона воздействия миграции непосредственно примыкает к поверхности горения (парообразования, испарения), и гидродинамический поток мигрирующих элементов поступает в нее непосредственно после их образования из конденсированного топлива. В тот же момент мигрирующие элементы приобретают определенную внутреннюю энергию. При вталкивании мигрирующих элементов в рабочую полость они должны занять некоторую часть объема рабочей полости, потеснив ранее поступившие элементы. Следовательно, в процессе горения будет непрерывно совершаться миграционная работа. В данном случае эта работа будет совершаться не за счет энергии набегающего потока теплоносителя, т. е. не за счет энергии теплоносителя в каком-либо резервуаре, а за счет только внутренней энергии мигрирующих элементов при их расширении в зоне воздействия.

Таким образом, в зоне воздействия одновременно будут совершаться две работы — работа сжатия действующих элементов и работа расширения мигрирующего элемента от объема в конденсированной фазе до объема в газообразной фазе.

В результате при перемещении фронта горения вслед за ним должна перемещаться зона пониженной температуры.

Изложенное показывает, что миграционный теплообмен в процессах горения как мера энергопередачи не совпадает с теплотворной способностью или потенциальной энергией твердого топлива.

Единичная миграционная энергопередача в случае горения конденсированного топлива будет равна той абсолютной удельной внутренней энергии теплоносителя (продуктов горения), которой он будет обладать, если горение будет происходить в теплоизолированном неизменном объеме

$$П_N = \int_0^{T_m} C_w dT. \quad (24)$$

Эту величину иногда называют потенциальной энергией твердого топлива.

При процессах парообразования и испарения единичная миграционная энергопередача будет, очевидно, определяться разностью между абсолютной удельной внутренней энергией парообразного теплоносителя перед включением его в состав рабочего тела и скрытой теплотой парообразования.

Как видно из изложенного, миграционный подвод энергии к рабочему телу при горении конденсированного топлива будет восприниматься рабочим телом в двух формах: в форме миграционной работы и в форме миграционного теплообмена, и, следова-

тельно, единичная миграционная энергопередача выразится соотношением

$$P_N = q_{ма} + \rho_A \omega_A.$$

В заключение анализа явления миграционной теплопередачи сопоставим миграционную теплопередачу с обычной теплопередачей.

Обычная теплопередача (теплообмен) определяется как непосредственный перенос тепла из среды высокой температуры в среду низкой температуры посредством теплопроводности, конвекции и излучения.

Теплопередача теплопроводностью и излучением явно ничего общего с миграционной теплопередачей не имеет. Сущность конвективной теплопередачи определяется следующим образом: «Понятие конвективного теплообмена охватывает собой процесс теплообмена между жидкостью или газом и твердым телом при их соприкосновении. Явление конвекции состоит в том, что перенос энергии осуществляется (в жидкости или газе) путем перемешивания частиц»*.

Так как все виды обычной теплопередачи определяются разностью температур и подводятся под понятие теплового контакта, то в отличие от теплопередачи миграцией теплоносителя целесообразно обычной теплопередаче присвоить наименование контактной теплопередачи (в пределах теории процессов превращения тепла в работу).

Изложенное выше показывает, что миграционная теплопередача является особым видом теплопередачи, качественно отличным от контактной теплопередачи.

Характерная особенность миграционной теплопередачи заключается в том, что она сопряжена с механическим воздействием.

7. ЯВЛЕНИЕ КВАЗИКОНТАКТНОЙ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Изложенным выше анализом установлены следующие свойства тепловой миграции:

воздействие миграции теплоносителя имеет двойную природу: механическую (деформационную) и тепловую (калорическую);

миграционно-механическое воздействие не обусловлено перемещением окружающих тел, т. е. качественно отличается от контурно-механического воздействия;

миграционно-тепловое воздействие не обусловлено разностью температур рабочего тела и внешней среды, т. е. качественно отличается от контактно-теплового воздействия.

Таким образом, тепловую миграцию можно определить как совокупность миграционной деформации и миграционной теплопередачи.

* М. А. Михеев. Основы теплопередачи. М.— Л., 1956, стр. 31.

Указанные свойства явлений тепловой миграции не исчерпывают всех его особенностей.

Приходный миграционный теплообмен, являющийся мерой миграционно-теплового воздействия в целом, определен выше как количество энергии, подведенной извне к рабочему телу в форме тепла миграцией теплоносителя. Но такое определение приходного миграционного теплообмена ничего не говорит о том, каким образом этот теплообмен изменяет энергию рабочего тела, т. е. с какими характеристиками тела он сопряжен.

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим дополнительно процесс ассимиляции, протекающий в приходной миграционной теплопередаче.

Включение мигрирующего элемента в состав рабочего тела с исчезновением всех его отличий от действующих элементов означает осуществление двух видов теплопередачи:

собственно миграционной теплопередачи — теплопередачи, осуществляющей изменение внутренней энергии рабочего тела за счет внутренней энергии мигрирующего элемента, которую он приобретает после ассимиляции, т. е. при температуре рабочего тела;

квазиконтактной миграционной теплопередачи — теплопередачи, которая осуществляет изменение внутренней энергии рабочего тела посредством теплообмена между мигрирующим элементом и действующими элементами, происходящего вследствие изменения внутренней энергии мигрирующего элемента в процессе его ассимиляции (при наличии соответствующей разности температур).

Таким образом, приходная миграционная теплопередача представляет собой совокупность собственно миграционной и квазиконтактной теплопередач.

Сущность собственно миграционной теплопередачи совпадает с сущностью расходной миграционной теплопередачи, в которой внутренняя энергия рабочего тела изменяется также только за счет внутренней энергии мигрирующего элемента при температуре рабочего тела, а поэтому это явление особо не рассматривается.

Проанализируем квазиконтактную теплопередачу.

В соответствии с вышеизложенным, теплообмен между действующими элементами и мигрирующим элементом в процессе ассимиляции последнего выразится зависимостью

$$dQ_{ea} = (q_{ma} - u_a) dY_a. \quad (25)$$

Величину dQ_e будем именовать квазиконтактным теплообменом.

Величина dQ_{ea} выражает часть миграционного теплообмена dQ_{ma} , которая передается в данный момент процесса действующим элементам тела, а остальная часть миграционного теплообмена dQ_{ma} выражает внутреннюю энергию элемента, включившегося в тот же момент процесса в состав рабочего тела.

Нетрудно установить решающее влияние квазиконтактного теплообмена на изменение состояния действующих элементов.

Если $(q_{ма} - u_a) > 0$, то $dQ_{ea} > 0$ и, следовательно, приходная миграция теплоносителя вызывает повышение температуры действующих элементов тела.

Если же $(q_{ма} - u_a) < 0$, то $dQ_{ea} < 0$ и, следовательно, несмотря на положительное значение $dQ_{ма}$, при приходной миграции будет наблюдаться понижение температуры действующих элементов.

Последнее означает, что для тела переменной массы оказывается неправомерным обычное положение классической термодинамики — температура тела увеличивается при росте его энергии*. В случае многих каналов миграции теплоносителя квазиконтактный теплообмен определяется зависимостью

$$dQ_e = \Sigma dQ_{ek} = \Sigma (q_{mk} - u) dY_k. \quad (26)$$

В расходной миграционной теплопередаче явление квазиконтактной теплопередачи не наблюдается потому, что в процесс отпадения между отделяющимся элементом и действующими элементами никакого теплообменного (калорического) взаимодействия не происходит. Квазиконтактная теплопередача неразрывно связана с приходной миграционной теплопередачей и является составной частью последней.

Квазиконтактный теплообмен является мерой теплового взаимодействия между действующими и мигрирующими элементами непосредственно сразу после вхождения последних в состав тела, т. е. после того, как миграционное тепло dQ_M передано телу. Поэтому квазиконтактный теплообмен dQ_e самостоятельно в общий энергобаланс тела не входит, но его влияние является решающим в определении локального энергобаланса.

8. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ МИГРАЦИОННЫМ ТЕПЛООБМЕНЕМ И МИГРАЦИОННОЙ РАБОТОЙ

В случае расходной миграции теплоносителя между миграционно-тепловым и миграционно-механическим воздействиями имеется вполне определенное соотношение, вытекающее из зависимости

$$P_o = q_{mo} + p_o w_o. \quad (19)$$

При приходной миграции теплоносителя диапазон возможных соотношений между миграционно-тепловым и миграционно-механическим воздействиями оказывается значительно более широким, зависящим от соотношений между состояниями рабочего вещества в сопряженных рабочих полостях.

Если миграция теплоносителя происходит в рабочую полость, в которой рабочее вещество имеет очень низкую температуру (что соответствует относительно малому удельному объему), то мигрирующий элемент в процессе его ассимиляции займет относительно малый объем, т. е. его вталкивание в рабочую полость будет вызы-

* М. А. Леонтович. Введение в термодинамику. М.—Л., 1951, стр. 29.

вать относительно малую миграционную работу. Следовательно, при заданной единичной приходной миграции энергии Π_T (определяемой заданным состоянием теплоносителя в теплодатчике) единичный миграционный теплообмен

$$q_{ма} = \Pi_T - p_a w_a$$

будет иметь относительно большое значение.

В случае очень низкой температуры рабочего вещества в рабочей полости воздействие миграции теплоносителя в пределе ($T_a \rightarrow 0$) сведется только к одному миграционно-тепловому воздействию. Обратное соотношение получим, если миграция теплоносителя будет происходить в полость, наполненную рабочим веществом с очень высокой температурой (при наличии необходимого перепада давлений). В этом случае мигрирующий элемент в процессе его ассимиляции займет относительно большой объем, т. е. он будет поступать в рабочую полость, совершая относительно большую миграционную работу. Можно представить такой предельный случай, когда единичная приходная миграция энергии в миграционном канале полностью превращается в кинетическую энергию потока теплоносителя, а динамическое давление, создаваемое этой энергией, совершает миграционную работу сжатия действующих элементов.

В результате воздействие миграции теплоносителя может быть сведено только к одному миграционно-механическому воздействию

$$\Pi_T = q_{ма} + p_a w_a = p_a w_a.$$

Несмотря на практическую нереальность изложенных крайних случаев воздействия миграции теплоносителя, их теоретическое рассмотрение подчеркивает необходимость признания специфичности воздействия миграции теплоносителя и невозможность отождествления этого воздействия с контактно-тепловым или контурно-механическим воздействием.

II. | Расширенные концепции теплоты, работы и рабочего тела

1. РАСШИРЕННАЯ КОНЦЕПЦИЯ ТЕПЛОТЫ

Первые положения учения о превращении тепла в работу, установленные С. Карно (1824 г.), исходили из теории теплорода, согласно которой теплота уподоблялась особой, невесомой жидкости (независимой от вещества-теплоносителя), а температура — давлением этой жидкости.

По представлениям Карно, в соответствии с теорией теплорода, процесс передачи тепла (перетекание теплорода) в тепловой машине, необходимый для получения работы, происходит только при наличии разности температур между телами и только в направлении от горячего тела к холодному. Такое представление означало, что процесс передачи тепла в тепловой машине мог совершаться только в форме явлений теплового контакта*.

Р. Клаузиус и У. Кельвин, корректируя некоторые положения Карно в связи с отказом от теории теплорода, вместе с тем, по существу, оставили без изменения представление этой теории о контактной форме теплообмена как единственно возможной форме калорического взаимодействия между рабочим телом и теплоисточниками.

В современных курсах физики и термодинамики классическая (контактная) концепция теплоты выражается, в частности, следующими формулировками:

понятие теплоты должно обозначать форму энергии, которая при исключении всяких вспомогательных средств может передаваться от одного тела к другому только при помощи разности температур**;

тепло — это то, что благодаря температурной разности передается от одной системы ко второй системе с более низкой темпе-

* «Тела находятся в тепловом контакте, если теплопроводностью или излучением для них обеспечена возможность теплообмена, причем вещество, входящее в состав одного тела, не может проникнуть внутрь другого» (И. П. Базаров. Термодинамика. М., 1961, стр. 17).

** Р. В. Поль. Механика, акустика и учение о теплоте. М., 1957, стр. 341.

ратурой, в то время как эти системы приведены в контакт между собой*.

В некоторых формулировках классическая концепция теплоты выражена с использованием понятий кинетической теории тепла:

«Тепловой обмен между двумя телами — работа сил взаимодействия между мельчайшими частицами обоих соприкасающихся тел»**.

«При соприкосновении тел с разной температурой молекулы одного тела, обладающие большей кинетической энергией, в результате ударов передают часть своей энергии молекулам другого тела, обладающего меньшей кинетической энергией. Так происходит перенос энергии с одного тела на другое. Эта энергия и называется в термодинамике теплотой»***.

Относительно приведенных формулировок прежде всего отметим, что все они исходят из общего учения о теплопередаче (распространении тепла), в котором специфические особенности теплопередачи в процессах превращения тепла в работу не затрагиваются. Из существа этих формулировок следует, что если стоять на ортодоксальных позициях классической концепции теплоты, то необходимо:

признать схоластическими и антинаучными все многочисленные специализированные термодинамические теории различных разновидностей тепловых двигателей и аппаратов ввиду явного, ничем не мотивированного нарушения указанной концепции в этих теориях;

признать неправомерными попытки построения общей термодинамической теории процессов с миграцией теплоносителя.

Наряду с этим, учитывая факт существования миграционной теплопередачи, можем констатировать, что классическая концепция теплоты не адекватна действительной теплопередаче в процессах превращения тепла в работу и что эта концепция при ортодоксальной ее реализации является своеобразным вето для развития термодинамического анализа реальных тепловых двигателей.

Таким образом, вопрос о термодинамической правоммерности миграционной теплопередачи становится первой методологической проблемой термодинамической теории реальных тепловых двигателей.

Несмотря на то, что передача тепла миграцией теплоносителя есть особый вид теплопередачи, качественно отличный от контактной передачи тепла, все же обе эти передачи энергии могут быть признаны едиными по своей природе, потому что та и другая теплота на равных началах являются передачей энергии в тепловой форме и источником получения механической работы.

* Д. Ж. Кинан. Термодинамика. М.—Л., 1963, стр. 9.

** Г. А. Лоренц. Лекции по термодинамике. М.—Л., 1941, стр. 9.

*** А. М. Литвин и Ж. Л. Танер-Таненбаум. Техническая термодинамика. М.—Л., 1938, стр. 115.

В связи с тем, что контактная передача тепла часто определяется как «передача тепла без всяких вспомогательных устройств» или как «переход тепла само собой», возникает вопрос о возможности такого же определения миграционной передачи тепла.

Так как перепад давлений и перепад температур на стыке двух тел являются, в пределах термодинамики, на равных началах условиями осуществления термодинамических воздействий (т. е. давление и температура в равной мере являются потенциалами) и нет никаких оснований для дискриминации давления как термодинамического фактора, то ответ на указанный вопрос должен быть положительным.

Если перепад температур не есть вспомогательное устройство, то с таким же основанием нельзя перепад давлений квалифицировать как вспомогательное устройство.

В соответствии с изложенным и с учетом данного выше анализа воздействия миграции теплоносителя для понятия теплоты, применительно к условиям процессов превращения тепла в работу, устанавливаем следующее расширенное определение.

Теплота — это энергия, подводимая к рабочему (тепломеханическому) телу и отводимая от него в тепловой форме без каких-либо вспомогательных средств, только за счет разности температур или разности давлений, т. е. тепловым контактом и миграционной теплопередачей.

Данная расширенная концепция теплоты означает, что под теплотой понимается не только энергия, переносимая от одного тела к другому посредством соударения молекул с различной кинетической энергией, но также и кинетическая энергия молекул, переносимых потоком от одного тела к другому.

По расширенной концепции нельзя полностью относить к теплоте энтальпию вытекающего газа, так как она включает в себя два слагаемых разной природы — энергию вытекающего газа в тепловой форме и передаваемую по потоку работу расширения газа в сосуде.

Принятие расширенной концепции теплоты не связано с нарушением каких-либо теплофизических принципов передачи тепла. Вместе с тем принятие такой концепции представляется настоящей методологической необходимостью, так как передача тепла миграцией теплоносителя есть главный, неотъемлемый фактор рабочих процессов реальных тепловых двигателей. Для построения общей термодинамической теории таких двигателей расширенная концепция теплоты является методологической проблемой номер-один.

2. РАСШИРЕННАЯ КОНЦЕПЦИЯ РАБОТЫ

Так как классическая концепция теплоты допускает передачу тепла только контактом, исключая возможность передачи тепла миграцией теплоносителя, то этим одновременно исключается воз-

воздействие миграционно-механического воздействия и допускается только контурно-механическое воздействие.

Аналогично, если по расширенной концепции в понятие теплоты включается передача тепла миграцией теплоносителя, то одновременно в понятие работы должно включаться миграционно-механическое воздействие, так как это воздействие связано с миграционной теплопередачей единым актом миграции теплоносителя.

По классической концепции работы энергия в механической форме передается посредством контурной деформации, т. е. посредством механического перемещения граничных тел, образующих контур (оболочку) рабочего тела.

Классическая (контурная) концепция работы, составляющая единое целое с классической концепцией теплоты, формулируется, в частности, следующим образом:

«система производит отличную от нуля работу только в тех случаях, когда перемещаются внешние тела» *;

«работа передается системой, если единственным внешним по отношению к системе эффектом может быть подъем груза» **;

«процесс, при котором система не совершает работы, называется изохорическим» ***.

Нетрудно установить, что указанная концепция работы сохраняется при рассмотрении элемента (части) рабочего тела с фиксированной массой, т. е. при отсутствии перемещения рабочего вещества через поверхность, отделяющую выделенную часть рабочего тела от окружающей среды.

В процессах с переменной массой рабочего тела понятие работы получает новое содержание. Не являясь системой с фиксированной постоянной массой (с фиксированным постоянным количеством частиц рабочего вещества), рабочее тело переменной массы заполняет физически фиксированную (т. е. ограниченную поверхностями внешних тел) рабочую полость с переменным или постоянным объемом и взаимодействует с внешней средой как единый физический объект. Как видно из анализа механизма миграционной деформации, при миграции теплоносителя через поверхность рабочей полости (через оболочку рабочего тела) происходит деформация сжатия или расширения элементов рабочего тела, т. е. производится миграционная работа, не обусловленная объемной деформацией тела в целом и, следовательно, совершающаяся независимо от перемещения внешних тел.

Таким образом, если по классической концепции понятие работы тела сопрягается с фиксированным постоянным количеством рабочего вещества при обязательном условии изменения его объема, то в расширенной концепции понятие работы тела должно относиться к изменяющемуся количеству рабочего вещества, объем которого может быть как переменным, так и постоянным.

* М. А. Леонтович. Введение в термодинамику. М.—Л., 1951, стр. 10.

** Д. Ж. Кинан. Термодинамика. М.—Л., 1963, стр. 6.

*** Э. Ферми. Термодинамика. Харьков, 1969, стр. 14.

Несмотря на вполне определенное качественное различие между контурно-механической и миграционно-механической передачами энергии, обе эти передачи следует оценить как однородные ввиду того, что одна и другая передача осуществляют передачу энергии в механической форме, и имеют единый внутренний механизм, вследствие чего два вида внешних механических воздействий воспринимаются элементами тела как единое деформационное воздействие;

неразличимы по своему влиянию на изменение внутренней энергии.

На основе изложенного примем для работы тепломеханического тела следующее расширенное определение.

Работа тепломеханического тела — это передача энергии в механической форме между телом и внешней средой посредством контурно-механического и миграционно-механического взаимодействий, совершаемых сопряженно с контурной и миграционной деформациями элементов тела.

Расширенная концепция работы тела не противоречит общему определению понятия работы в механике. Принятие данной концепции работы позволяет физически и теоретически объяснить закономерности таких процессов, для которых классическая концепция работы такого объяснения в принципе дать не в состоянии (адиабатический и изотермический парадоксы).

3. РАСШИРЕННАЯ КОНЦЕПЦИЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА

Непризнание миграционной передачи энергии в тепловой и механической формах одновременно означает непризнание факта изменяемости массы рабочего тела.

Следовательно, из классических концепций теплоты и работы логически вытекает классическая концепция рабочего тела как физического объекта постоянной массы, для которого тотальные параметры (вес, объем и внутренняя энергия тела) не являются особыми самостоятельными свойствами и поэтому могут быть исключены из рассмотрения.

Условие постоянства массы рабочего тела (термодинамической системы) иногда формулируется явно, например, следующим образом: границы (рабочего тела) могут быть перемещающимися, но они всегда должны включать в себя одно и то же количество вещества*. При этом считаем, что число частиц системы не меняется, если бы число молекул менялось во время процесса, мы должны были бы ввести еще один член, выражающий изменение энергии вместе с изменением числа частиц — массы тела**.

Ограниченность сферы непосредственного применения основных принципов классической термодинамики областью тепловых явле-

* Д ж. К и н а н. Термодинамика. М.—Л., 1963, стр. 14.

** М. А. Леонтович. Введение в термодинамику. М.—Л., 1951, стр. 19.

ний в покоящихся системах постоянной массы отмечена также немецким физиком М. Планком *.

Признание факта существования миграции теплоносителя является одновременно признанием факта существования изменчивости массы рабочего тела.

Следовательно, установление новой расширенной концепции рабочего тела означает, прежде всего, введение понятия «рабочее тело переменной массы».

При установлении свойств рабочего тела переменной массы используем некоторые понятия и определения, принятые для твердого тела переменной массы.

Понятие «твердое тело переменной массы» было впервые предложено И. В. Мещерским в 1897 г. и в настоящее время является одним из важных понятий теоретической механики.

Как поясняет И. В. Мещерский, «процесс изменения массы тела можно рассматривать, вообще говоря, или как присоединение к телу новых частиц, или как отделение некоторых частиц тела, или как оба эти явления, совершающиеся одновременно».

На основе многочисленных определений понятие «масса тела», данных наиболее выдающимися учеными, И. В. Мещерский устанавливает:

«При всех определениях массы, масса тела равна сумме масс всех частей его, и, следовательно, изменчивость массы тела не противоречит определениям массы».

При исследовании изменения состояния рабочего тела переменной массы по аналогии с твердым телом переменной массы будем исходить из следующего:

все, что происходит с мигрирующими элементами до включения их в рабочее тело или после выхода из него, не относится к изменению состояния рабочего тела переменной массы;

присоединение мигрирующих элементов к рабочему телу понимается в том смысле, что с момента их присоединения эти элементы ничем не отличаются от действующих элементов рабочего тела;

отделение мигрирующих элементов от рабочего тела понимается в том смысле, что с момента выхода их за поверхность рабочего тела они не участвуют в изменении его состояния;

в каждый момент процесса масса рабочего тела равна сумме масс всех частиц рабочего вещества, составляющих тело в данный момент процесса.

Эти положения можно назвать аксиомами миграции.

Рабочее тело переменной массы, не являясь постоянной совокупностью частиц рабочего вещества, в то же время представляет собой единое энергетическое целое по отношению к окружающим телам. Эта особенность является важным характерным свойством рабочего тела теплового двигателя как орудия непосредственного преобразования тепловой энергии в механическую.

* М. П л а н к. Введение в теоретическую физику. М., 1935.

При классической концепции рабочего тела вместо рассмотренного изменения состояния рабочего тела как особого объекта рассматривается изменение состояния обезличенного единичного количества рабочего вещества. Изменяемость массы рабочего тела исключает возможность такого обезличенного анализа. Необходимость рассмотрения веса тела приводит к необходимости рассмотрения общего объема тела и общей внутренней энергии тела. Одновременно это означает необходимость введения двух самостоятельных понятий — рабочее тело и рабочее вещество.

Учитывая изложенное, в общей совокупности свойств, выражающих состояние рабочего тела переменной массы, необходимо различать:

тотальные свойства, т. е. свойства, непосредственно характеризующие состояние тела в целом;

локальные или локально-удельные свойства, т. е. свойства, непосредственно характеризующие состояние элементов рабочего тела (состояние рабочего вещества).

В термодинамический анализ включаются те свойства рабочего тела переменной массы, которые при принятых условиях являются определяющими для процесса взаимного превращения тепловой и механической энергий.

В дальнейшем будем рассматривать только равновесные состояния рабочих тел переменной массы.

К тотальным свойствам относятся:

W — общий объем тела;

U — общая внутренняя энергия тела;

j — вес тела.

К локальным свойствам относятся:

γ, ω — удельный вес и удельный объем тела (рабочего вещества);

u — удельная внутренняя энергия тела (рабочего вещества);

p, T — давление и температура тела (рабочего вещества).

Два состояния рабочего тела считаются одинаковыми, если одинаковы все свойства как тотальные, так и локальные.

Важная характерная особенность рабочего тела переменной массы по сравнению с телом постоянной массы заключается в определенной самостоятельности таких однородных тотальных и локальных его свойств, как общий объем тела и удельный объем рабочего вещества, общая внутренняя энергия тела и удельная внутренняя энергия рабочего вещества.

Объем тела и внутренняя энергия тела, являясь аддитивными в данном состоянии

$$U = \sum u_i j_i = u j,$$

$$W = \sum \omega_i j_i = \omega j,$$

вместе с тем не аддитивны в своих изменениях

$$dU \neq \sum j_i du_i,$$

$$dW \neq \sum j_i d\omega_i,$$

так как

$$dU = jdu + udj,$$

$$dW = jdw + wdj.$$

Как будет показано ниже, самостоятельность отмеченных тотальных и локальных свойств проявляется также в том, что изменение тотальных и локальных свойств может вызываться различными видами внешних воздействий. Рассмотренное раздвоение некоторых свойств рабочего тела имеет принципиальное значение и предопределяет раздвоение анализа состояния тела и многих закономерностей термодинамики тела переменной массы.

Резюмируя изложенное, определяем:

рабочее тело — в общем случае количественно непостоянная совокупность частиц рабочего вещества, проявляющая себя в отношении внешней среды в каждый момент процесса как единое энергетическое целое;

для рабочего тела переменной массы тотальные параметры (вес, объем и внутренняя энергия тела) являются особыми свойствами, которые не могут быть исключены из анализа состояния рабочего тела;

для рабочего тела переменной массы локальные свойства (удельный объем и удельная внутренняя энергия рабочего вещества) являются особыми, в значительной мере независимыми свойствами по отношению к тотальным свойствам (объему и внутренней энергии рабочего тела); изменения локальных свойств не только не пропорциональны изменениям тотальных свойств, но в некоторых случаях изменения сопоставляемых свойств могут иметь разные знаки;

для рабочего тела переменной массы понятия «рабочее тело» и «рабочее вещество» не идентичны.

Новая концепция рабочего тела устанавливает, что рабочее тело в процессах с миграцией теплоносителя является значительно более сложным объектом по физическому содержанию, чем рабочее тело постоянной массы.

4. ЗНАЧЕНИЕ РАСШИРЕННЫХ КОНЦЕПЦИЙ ТЕПЛОТЫ, РАБОТЫ И РАБОЧЕГО ТЕЛА

Установленные особыми положениями расширенные концепции теплоты, работы и рабочего тела имеют вполне определенное назначение — служить основой термодинамической теории процессов с миграцией теплоносителя, т. е. процессов при переменной массе рабочего тела.

В методологическом отношении подобные положения могут рассматриваться в качестве постулатов, справедливость которых должна быть подтверждена сопоставлением результатов теории с опытными и практическими данными.

В данном случае положения, которыми выражены расширенные концепции, трактоваться в качестве постулатов не могут, потому

что эти положения являются вполне определенным следствием физического анализа явлений, сопровождающих миграцию теплоносителя и определяющих природу воздействия миграции теплоносителя.

Так как указанный анализ исходит из фактов, существование которых вполне достоверно, то расширенные концепции теплоты, работы и рабочего тела следует оценивать как адекватное выражение свойств и закономерностей реальных процессов. Необходимость в расширенных концепциях возникла из-за того, что классические концепции оказались не адекватными свойствам и закономерностям процессов с миграцией теплоносителя.

Положения, выражающие расширенные концепции теплоты, работы и рабочего тела, являются обобщением результатов, полученных при анализе природы воздействия миграции теплоносителя и поэтому имеют ту же степень достоверности, что и факты, раскрывающие природу названного воздействия.

Если учесть, что «Термодинамика — наука о соотношениях между теплом, работой и свойствами системы»*, то расширенные концепции теплоты, работы и рабочего тела необходимо рассматривать как главную методологическую и физическую основу термодинамики процессов с миграцией теплоносителя.

* Д ж. К и н а н. Термодинамика. М.— Л., 1963, стр. 5.

1. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА

Исходя из того, что масса тела равна сумме масс всех его частей, непосредственно следует определение внутренней энергии тела переменной массы: внутренняя энергия рабочего тела переменной массы в каждый момент процесса равна сумме внутренних энергий всех частиц рабочего вещества, составляющих тело в данный момент процесса,

$$U = \sum u_i j_i . \quad (27)$$

При законе равновесности рабочего тела удельная внутренняя энергия рабочего вещества одинакова для всех элементов тела и поэтому

$$U = u j . \quad (28)$$

Такое определение внутренней энергии тела переменной массы внешне не отличается от определения внутренней энергии тела постоянной массы. Резкое различие в указанных понятиях обнаруживается при рассмотрении изменения внутренней энергии тела в процессе.

Для тела постоянной массы классическая термодинамика устанавливает, что при увеличении общей энергии системы растут энергии ее частей*.

По зависимости (28) получаем

$$dU = j du + u dj , \quad (29)$$

откуда имеем

$$du = \frac{dU - u dj}{j} . \quad (30)$$

Из соотношения (30) следует, что при $dj > \frac{dU}{u}$ удельная внутренняя энергия может уменьшаться при увеличении общей внутренней энергии тела.

Это соотношение определяет важную особенность рабочего тела. Оно подтверждает факт самостоятельного, в значительной мере независимого существования двух энергетических параметров

* М. А. Леонтович. Введение в термодинамику. М. — Л., 1951, стр. 29.

состояния рабочего тела — внутренней энергии тела и внутренней энергии рабочего вещества (тотальной и локальной энергетических координат состояния тела).

Вторая особенность понятия внутренней энергии тела переменной массы заключается во влиянии начального уровня исчисления этой энергии на результаты вычислений.

При применении выражения удельной внутренней энергии

$$u = \int C_w dT + u_0,$$

где u_0 — постоянная интегрирования, в классической термодинамике указывается, что:

— константа влияет на окончательные результаты вычислений только при химических процессах и при изменении агрегатного состояния вещества*,

— постоянная может быть выбрана произвольно**.

Эти положения исходят из особенностей процессов при постоянной массе рабочего тела и справедливы только для таких процессов.

В тепломеханическом процессе с переменной массой рабочего тела при переходе с одного начального уровня исчисления удельной внутренней энергии рабочего вещества на другой получаем при одном уровне

$$\Delta U = U_2 - U_1 = u_2 j_2 - u_1 j_1,$$

при измененном уровне

$$\Delta U = (u_2 + \Delta u_0) j_2 - (u_1 + \Delta u_0) j_1 = u_2 j_2 - u_1 j_1 + (j_2 - j_1) \Delta u_0.$$

Таким образом, в случае тела переменной массы произвольный выбор начального уровня исчисления удельной внутренней энергии приводит к произвольным значениям приращения общей внутренней энергии тела.

При произвольных начальных уровнях исчисления удельной энергии мигрирующих элементов миграционный теплообмен также будет иметь произвольные значения:

при одном уровне

$$dQ_M = q_M dY = u_1 dY;$$

при другом уровне

$$dQ_M = (u_1 + \Delta u_0) dY = u_1 dY + \Delta u_0 dY.$$

Изложенное приводит к принятию следующего положения:

внутренняя энергия рабочего тела переменной массы и внутренняя энергия мигрирующих элементов могут исчисляться только от абсолютного нуля, произвольный выбор начального уровня внутренней энергии в процессах с миграцией теплоносителя недопустим.

В связи с необходимостью исчисления внутренней энергии от абсолютного нуля имелось следующее возражение против зависи-

* Э. Ферми. Термодинамика. Харьков, 1959, стр. 27.

** М. А. Леонтович. Введение в термодинамику. М.—Л., 1951, стр. 16.

мости (29), связанное со вторым слагаемым правой части этой зависимости: «Применение символа полного дифференциала внутренней энергии в условиях систем переменной массы не имеет физического и расчетного смысла, так как внутренняя энергия отсчитывается от условного уровня»*.

Это возражение нельзя признать обоснованным, так как принимаемая часто (но не всегда) условность уровня исчисления внутренней энергии вызвана не каким-либо физическим принципом, а лишь трудностью определения константы u_0 и отсутствием необходимости в ее определении при описании процессов с постоянной массой рабочего тела.

Константа u_0 , или нулевая энергия, «характеризует энергию тех движений, которые происходят внутри атомов при температуре абсолютного нуля и, следовательно, имеет вполне определенный физический смысл»**.

О практической возможности включения величины u_0 в количественное описание процессов в той же работе отмечено: «Выяснение природы и численного значения этой константы представляет весьма большой интерес и составляет одну из задач квантовой физики, полностью решенную в настоящее время***».

Физический смысл зависимости (29) вполне очевиден.

За элементарный участок процесса произошло изменение состояния действующих элементов с изменением удельной внутренней энергии на du . При весе этих элементов j соответствующее изменение внутренней энергии рабочего тела будет jdu . Одновременно за тот же элементарный участок процесса в состав тела включился или из состава тела вышел элемент весом dj , что вызвало изменение внутренней энергии тела на udj .

В свете изложенного предложения проф. Белоконь об изъятии второго слагаемого в правой части зависимости (29) необходимо признать недопустимым искажением физической и количественной сущности дифференциала внутренней энергии тела переменной массы.

2. ТЕПЛОВЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА

В соответствии с вышеизложенным тепловые воздействия, воспринимаемые или производимые рабочим телом, в процессах с миграцией теплоносителя проявляют себя изменением двух энергетических свойств рабочего тела — внутренней энергии рабочего тела и удельной внутренней энергии рабочего вещества. Такое двойное проявление тепловых воздействий вызвано существованием качественно различных видов тепловых воздействий. Введение расширенного обобщенного понятия теплоты не означает, что мигра-

* Тезисы докладов научно-методической конференции по термодинамике. М., 1962, стр. 13 (доклад проф. Н. И. Белоконь).

** М. П. Вукалович, И. И. Новиков. Техническая термодинамика. М.—Л., 1952, стр. 53.

*** Там же, стр. 50.

ционно-тепловое воздействие может быть сведено к контактно-тепловому воздействию.

С учетом анализа явлений, протекающих при миграции теплоносителя, необходимо в общем случае различать три вида тепловых воздействий:

- контактный теплообмен;
- миграционный теплообмен;
- квазиконтактный теплообмен.

Первые два тепловых воздействия являются внешними тотальными воздействиями и ими определяется энергобаланс рабочего тела (тотальный энергобаланс) и изменение внутренней энергии рабочего тела.

Квазиконтактный теплообмен выражает передачу тепла, связанную с ассимиляцией мигрирующего элемента после введения его в рабочую полость.

Эта передача тепла представляет ту часть миграционного теплообмена dQ_m , которая передается в энергобаланс элементов рабочего тела (локальный энергобаланс) и изменяет их удельную внутреннюю энергию

$$dq_e = \frac{dQ_e}{j}. \quad (31)$$

Остальная часть тепла, составляющего миграционный теплообмен, остается у мигрировавших элементов, включившихся в состав тела.

Контактный теплообмен dQ полностью передается действующим элементам рабочего тела

$$dq = \frac{dQ}{j}.$$

Таким образом приходим к следующим выводам:

контактный теплообмен вызывает изменение внутренней энергии тела и пропорциональное изменение удельной внутренней энергии рабочего вещества;

миграционный теплообмен вызывает изменение внутренней энергии тела и непропорциональное изменение (в некоторых случаях равное нулю) удельной внутренней энергии рабочего вещества;

квазиконтактный теплообмен, являющийся частью миграционного теплообмена, определяет изменение удельной внутренней энергии рабочего вещества.

В связи с изложенным следует отметить, что для процессов с миграцией теплоносителя неравномерно положение классической термодинамики:

теплота, полученная системой во время процесса, может быть выражена как сумма количеств теплоты, полученных частями системы*.

В процессах с миграцией теплоносителя подвод тепла миграци-

* Э. Ферми. Термодинамика. Харьков, 1969, стр. 52.

онной теплопередачей не обязательно означает нагрев тела. Если единичный миграционный теплообмен q_m будет равен удельной внутренней энергии рабочего вещества u , то квазиконтактный теплообмен равен нулю

$$dQ_e = (q_m - u) dY = 0$$

и, следовательно, при отсутствии контактного теплообмена, несмотря на $dQ_m > 0$, элементам рабочего тела тепло подводиться не будет.

В том случае, когда $q_m < u$, квазиконтактный теплообмен будет отрицательным. Это означает, что от элементов рабочего тела тепло будет отводиться, т. е. несмотря на положительное значение dQ_m (подвод тепла), элементы рабочего тела будут охлаждаться.

3. МЕХАНИЧЕСКИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА

Механические воздействия, воспринимаемые или производимые рабочим телом, проявляют себя изменением двух механических свойств рабочего тела — объема рабочего тела и удельного объема рабочего вещества. Факт самостоятельного в значительной мере независимого существования двух механических параметров состояния рабочего тела непосредственно следует из зависимости

$$dW = d(\omega j) = j d\omega + \omega dj \quad (32)$$

и вытекающего из него соотношения

$$d\omega = \frac{dW - \omega dj}{j} \quad (33)$$

Соотношение (33) означает, что при $dj > \frac{dW}{\omega}$ удельный объем может уменьшаться, несмотря на увеличение объема рабочего тела. Одновременно это означает, что при положительной контурной работе тела pdW локальная удельная работа элементов тела (рабочего вещества) pdW может быть отрицательной.

При определении полного количества механических воздействий рабочего тела полагаем, что в каждый момент процесса превращения тепла в работу все частицы рабочего вещества, составляющие тело в этот момент (все действующие элементы рабочего тела), участвуют в общем элементарном процессе, образуя единое энергетическое целое. Другими словами, в каждый момент процесса тотальные механические воздействия рабочего тела, протекающие на границе тела, совершаются сопряженно с параллельно протекающими локальными механическими воздействиями.

На основе изложенного определяем следующее.

Полная элементарная работа тела равна сумме локальных элементарных работ всех действующих элементов тела

$$dL_o = \Sigma j_i dl_i \quad (34)$$

При законе равновесности рабочего тела удельная элементар-

ная работа будет одинакова для всех действующих элементов рабочего тела

$$dl_i = dl = pdw, \quad (35)$$

и поэтому из (34) получаем

$$dL_0 = pjdw. \quad (36)$$

Учитывая зависимость (32), из уравнения (36) имеем

$$dL_0 = pdW - pwdj$$

или

$$dL_0 = dL + dL_m, \quad (37)$$

где

$$dL = pdW;$$

$$dL_m = -pwdj = -\Sigma l_m dY_k;$$

dL — элементарная контурная работа тела;

dL_m — элементарная миграционная работа тела.

Из зависимости (37) следует, что полная элементарная работа тела равна сумме элементарных контурной и миграционной работ тела.

Таким образом, зависимость (37) подтверждает реальность миграционной работы, а также установленное выше ее количественное значение.

Для процессов при $W = \text{const}$

$$dW = jd w + w d j = 0$$

и, следовательно, по уравнению (36)

$$jdl = -p w d j, \quad (38)$$

т. е. для таких процессов работа сжатия или расширения элементов рабочего тела равна миграционной работе тела.

4. ОСНОВНОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ ТЕЛА ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ

Представляется вполне очевидным, что для термодинамической теории превращения тепла в работу закон сохранения и превращения энергии служит главной физической основой. Однако такое утверждение само по себе не предрешает однозначного содержания важнейшего исходного соотношения этой теории ввиду возможного многообразия вариантов выражений закона сохранения энергии для различных конкретных областей физических явлений. Помимо этого, задача конкретизации выражения закона сохранения энергии для процессов превращения тепла в работу не может иметь самоочевидного единственного решения, ввиду того, что она зависит от принятия той или иной модели процесса, т. е. от определенных концепций теплоты, работы и рабочего тела.

При классических концепциях теплоты, работы и рабочего те-

ла закон сохранения энергии для процессов превращения тепла в работу выражается зависимостью

$$dQ = dU + dL = dU + pdW.$$

От общезначимого закона сохранения и превращения энергии первый закон термодинамики отличается тем, что рассматривает конкретную закономерность — превращение энергии в связи с изменением состояния рабочего тела.

Первым законом классической термодинамики установлено: существование внутренней энергии рабочего тела как главного его свойства, выражающего запас энергии рабочего тела;

возможность изменения внутренней энергии рабочего тела посредством двух качественно различных внешних воздействий — контактного теплообмена и контурной работы;

равенство изменения количества внутренней энергии рабочего тела алгебраической сумме количеств контактного теплообмена и контурной работы.

В соответствии с расширенными концепциями теплоты, работы и рабочего тела закон сохранения энергии для процессов превращения тепла в работу при переменной массе рабочего тела получает иное, более широкое физическое содержание.

Данный частный вариант сохранения энергии будем именовать основным законом термодинамики тела переменной массы и по аналогии с приведенной формулировкой первого закона классической термодинамики выразим его следующим образом.

Основной закон термодинамики тела переменной массы устанавливает:

существование внутренней энергии рабочего тела и удельной внутренней энергии рабочего вещества как главных свойств рабочего тела, выражающих запас энергии рабочего тела и запас энергии рабочего вещества;

возможность изменения внутренней энергии рабочего тела посредством четырех качественно различных внешних воздействий — миграционного теплообмена, контактного теплообмена, контурной работы и миграционной работы;

возможность изменения удельной внутренней энергии рабочего вещества посредством четырех качественно различных внешних воздействий — квазиконтактного теплообмена, контактного теплообмена, контурной работы и миграционной работы;

равенство изменения количества внутренней энергии рабочего тела алгебраической сумме миграционного теплообмена, контактного теплообмена, контурной работы и миграционной работы;

равенство изменения локально-удельной внутренней энергии рабочего вещества алгебраической сумме локально-удельного теплообмена и локально-удельной работы.

Согласно последним положениям основного закона, имеем

$$dU = (dQ_M + dQ) - (dL + dL_M), \quad (39)$$

$$du = dq_s - dl_s. \quad (40)$$

Для определения количественных значений локально-удельного теплообмена dq_s и локально-удельной работы dl_s , используя зависимости (23), (36), (29) и (39), а также соотношения

$$\Sigma dY_k = dj, \quad (41)$$

$$dL = pdW, \quad (42)$$

получаем

$$jdu + udj = \Sigma q_{mk} dY_k + dQ - dL_0,$$

$$jdu = \Sigma (q_{mk} - u) dY_k + dQ - pjd\omega,$$

откуда

$$dq_s = \frac{dQ_e + dQ}{j}, \quad (43)$$

$$dl_s = \frac{dL + dL_M}{j} = pdw. \quad (44)$$

Если считать уравнения, содержащие только положительные знаки, более предпочтительными, то основной закон термодинамики тела переменной массы выразится уравнениями:

$$dQ_M + dQ = dU + dL + dL_M, \quad (45)$$

$$dq_s = du + dl_s. \quad (46)$$

Уравнения (45) и (46) будем именовать первым и вторым уравнениями основного закона термодинамики тела переменной массы.

Таким образом, двойственность энергетических и механических свойств рабочего тела, установленная расширенными концепциями теплоты, работы и рабочего тела, приводит не только к радикальному изменению номенклатуры внешних воздействий, но также и к двум уравнениям аналитического выражения основного закона.

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ РАБОЧЕГО ТЕЛА ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ

В классической термодинамике для рабочего тела постоянной массы в соответствии с установленными двумя качественно различными видами воздействий определены две энергетические степени свободы — тепловая и механическая.

Согласно изложенному выше энергетическому анализу, для рабочего тела переменной массы установлены четыре качественно различных вида воздействий. Однако в данном случае число энергетических степеней свободы рабочего тела не будет равно четырем, так как два воздействия — миграционный теплообмен и миграционная работа, имея качественное различие в количественном отношении, оказываются зависимыми воздействиями. Объясняется

это тем, что оба указанные воздействия прямо пропорциональны миграции теплоносителя, с которыми они неразрывно сопряжены

$$dL_M = -\Sigma L_M dY_K, \quad (16)$$

$$dQ_M = \Sigma q_{MK} dY_K. \quad (23)$$

При количественном определении эти воздействия могут быть объединены в одно целое

$$dz = dQ_M - dL_M = \Sigma (q_{MK} + p\omega) dY. \quad (47)$$

Следовательно, рабочее тело переменной массы обладает тремя независимыми энергетическими степенями свободы: контактно-тепловой, контурно-механической и миграционной.

Изложенный анализ степеней свободы относится только к рабочему телу в целом и не распространяется на элементарные частицы тела. Отдельная макроскопическая частица тела в силу условий своего выделения является физическим объектом постоянной массы. Поэтому отмеченные выше тотальные воздействия, производимые на поверхности тела, трансформируясь и объединяясь, доходят до отдельных фиксированных частиц тела и воспринимаются ими только в двух формах — тепловой и механической.

1. ИСХОДНЫЕ УСЛОВИЯ

Если принять определение Дж. Кинана: «Термодинамика — наука о соотношениях между теплом, работой и свойствами системы», то необходимо первый закон термодинамики тела постоянной массы и основной закон термодинамики тела переменной массы каждый в своей области признать первой частью реализации этого определения термодинамики. Этими законами установлены соотношения между главным свойством рабочего тела, внутренней энергией и внешними воздействиями — теплом и работой.

Второй частью реализации указанного определения термодинамики должно быть установление соотношений между другими свойствами рабочего тела (переменными состояниями) и внешними воздействиями. Эта задача, определяющая содержание закона изменения состояния рабочего тела в классической термодинамике, в явной форме в полном объеме фактически не поставлена и ее решения в общем систематическом виде не имеется. Вместо прямой задачи о влиянии заданных воздействий на закономерность тепломеханических процессов в классической термодинамике рассматривается обратная задача. Решение задачи сводится к установлению совокупности простейших типовых процессов, каждый из которых характеризуется принятием условия о неизменности какой-либо переменной величины. В результате воздействия могут быть определены только как следствия наложенных ограничений. Ввиду значительного многообразия и большой сложности закономерностей тепломеханических процессов с миграцией теплоносителя такой упрощенный подход к задаче об установлении соотношения между переменными состояниями и внешними воздействиями в термодинамике тела переменной массы не может быть принят.

При невозможности каких-либо априорных предположений о характере процесса с миграцией теплоносителя в той или иной тепло-механической системе остается только прямой путь — установление взаимосвязей между изменениями переменных состояний рабочего тела и количествами внешних воздействий. Обязательной важнейшей основой для решения этой задачи является условие

цельности (монолитности) рабочего тела; в процессе изменения состояния рабочего тела механизм внутреннего взаимодействия обеспечивает такое однозначное соответствие между внешними воздействиями и изменениями состояния рабочего вещества во всех элементах рабочего тела, при котором тело проявляет себя во взаимодействиях с внешней средой как единое физическое целое.

Данное условие выполняется при законе равновесности рабочего тела, т. е. при условии равновесности всех состояний рабочего тела в течение рассматриваемого интервала процесса. Это же условие может быть выполнено при законе стабильной неравновесности рабочего тела, когда неравновесность состояний рабочего тела сочетается с постоянством соотношений между изменениями состояния рабочего вещества в различных элементах рабочего тела.

В данной работе задача о соотношениях между изменениями переменных состояния рабочего тела и внешними воздействиями решается только на основе закона равновесности рабочего тела. Как первый закон классической термодинамики, так и основной закон термодинамики тела переменной массы включают в себя так называемый принцип эквивалентности качественно различных воздействий. Непосредственно из указанных законов можно установить, что различные воздействия неразличимы в отношении их влияния на изменение запаса энергии тела, через посредство которого совершается полезная работа. Но оценка различных воздействий изменяется, если необходимо определить характер изменения состояния рабочего тела, т. е. определить закономерность процесса. В этом случае легко установить, что изменение состояния рабочего тела определяется не только количеством, но также и качеством внешнего воздействия.

Это положение, которое можно назвать принципом несводимости качественно различных воздействий, служит важным дополнением принципа эквивалентности качественно различных воздействий. В порядке обоснования указанного положения сопоставим два процесса изменения состояния одного и того же рабочего тела постоянной массы:

первый процесс адиабатический

$$dL_1 \neq 0; \quad dQ_1 = 0;$$

второй процесс изохорический

$$dL_2 = 0; \quad dQ_2 \neq 0.$$

Положим

$$dL_1 = |dQ_2|.$$

Несмотря на одинаковое изменение внутренней энергии в указанных процессах, состояние тела будет существенно различным. В первом процессе давление изменяется вследствие увеличения объема и совершения работы. Во втором процессе объем тела ос-

тается постоянным, и давление изменяется только в результате отвода тепла.

Для рассматриваемых процессов в предельном случае

$$L_1 = |Q_2| = U_0,$$

т. е. при охлаждении рабочего тела до $T=0$ будем иметь:

в первом процессе при $p=0$ бесконечно большое расширение и нулевую плотность рабочего вещества;

во втором процессе при $p=0$ отсутствие расширения и сохранения начальной плотности рабочего вещества.

Таким образом, следует констатировать бесспорную специфичность влияния различного рода воздействий на изменение состояния рабочего тела и качественную несводимость одного рода воздействий к другому.

В связи с отмеченной разнонаправленностью влияний качественно различных воздействий на изменение состояния рабочего тела следует предполагать, что при одновременном наличии в процессе воздействий различной природы общий результирующий эффект должен определяться отношением суммы тепловых воздействий к сумме механических воздействий. Это означает, что при установлении взаимосвязи между переменными состояниями и внешними воздействиями, целесообразно последние вводить в зависимость в виде отношения тепловых и механических воздействий. Для такого процесса, как процесс превращения тепловой энергии в механическую, указанное отношение само по себе представляется вполне естественной и важной характеристикой.

Изложенные выше замечания имеют своей целью обосновать последующее группирование внешних воздействий при построении уравнений процессов с миграцией теплоносителя (миграционных процессов). Вопрос о группировании воздействий приобретает важность в связи со значительным числом качественно различных воздействий в этих процессах.

2. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ РАБОЧЕГО ВЕЩЕСТВА И РАБОЧЕГО ТЕЛА

В термодинамике тела переменной массы при описании состояния обезличенной порции рабочего вещества остаются в силе все соответствующие понятия и количественные соотношения классической термодинамики.

Для элементов рабочего тела переменной массы при неизменном однородном химическом его составе справедливы термическое и калорическое уравнения состояния в удельных величинах (для идеального газа).

$$p\omega = RT; \quad (48)$$

$$p\omega = (k-1)u. \quad (49)$$

В том случае, когда химический состав присоединяемых частиц будет отличаться от химического состава действующих частиц, га-

зовая постоянная и отношение теплоемкостей становятся дополнительными переменными величинами

$$\bar{R} = \Sigma q_i R_i, \quad (50)$$

$$\bar{\kappa} = 1 + \frac{\bar{R}}{\bar{C}_w}, \quad (51)$$

$$\bar{C}_w = \Sigma g_i C_{wi}, \quad (52)$$

g_i , R_i , C_{wi} — весовая концентрация, газовая постоянная и теплоемкость при постоянном объеме для i -го компонента состава рабочего тела в данный момент процесса;

\bar{R} , $\bar{\kappa}$, \bar{C}_w — газовая постоянная, отношение теплоемкостей и теплоемкость при постоянном объеме смеси, составляющей рабочее тело.

Следует отметить, что уравнения (48) и (49) не имеют в термодинамике тела переменной массы того значения, которое они имеют в классической термодинамике. В классической термодинамике задание двух переменных состояния является полным определением состояния рабочего тела, так как постоянный вес тела входит в число исходных заданных величин (наравне с газовой постоянной R). В термодинамике тела переменной массы задание двух переменных состояния недостаточно для полного определения состояния тела, так как переменный вес тела является фактором, определяющим значения переменных состояния тела и взаимосвязь между ними. Поскольку в классической термодинамике физическим объектом исследования является обезличенное единичное количество рабочего вещества, то уравнения (48) и (49) представляют собой необходимую и достаточную основу для однозначного описания процесса и состояния тела. В термодинамике тела переменной массы уравнения (48) и (49) не могут служить достаточной основой для описания процесса и состояния тела, так как удельные переменные состояния тела переменной массы u и w , по которым определяются переменные состояния T и p , не являются однозначными характеристиками процесса и состояния. Из

соотношений $u = \frac{U}{j}$ и $w = \frac{W}{j}$ видно, что одним и тем же значениям

u и w могут соответствовать различные сочетания значений U, W и j .

Другими словами, в термодинамике тела переменной массы уравнения состояния рабочего вещества (48) и (49) являются необходимой, но недостаточной основой для однозначного описания состояния тела и процесса.

Из определения внутренней энергии рабочего тела

$$U = uj,$$

используя калорическое уравнение состояния (49), получаем

$$U = \frac{pw}{k-1} j = \frac{pW}{k-1}$$

или

$$pW = (k-1)U.$$

Учитывая, что

$$k - 1 = \frac{R}{C_w}; \quad U = jC_w T,$$

из уравнения (53) будем иметь

$$pW = RjT.$$

Уравнения (53) и (54) являются калорическим и термическим уравнениями состояния рабочего тела. Невозможность отнесения этих уравнений к состоянию рабочего вещества следует из того факта, что переменная состояния j (вес рабочего тела) не может быть сопряжена с элементами рабочего тела.

Несмотря на тождество по внешнему виду уравнений состояния тела постоянной массы и тела переменной массы, эти уравнения принципиально различны по физическому содержанию. Для полного определения состояния тела постоянной массы достаточно иметь значения только двух переменных, а по уравнению состояния тела переменной массы необходимы значения трех переменных.

При расчете процессов с миграцией теплоносителя по заданным условиям процесса прежде всего находятся функции

$$U = U(t); \quad W = W(t); \quad j = j(t), \quad (55)$$

по которым затем определяются переменные

$$T = F(u) = F\left(\frac{U}{j}\right); \quad \omega = \frac{W}{j}. \quad (56)$$

Таким образом, в случае тела переменной массы одно и то же давление может отвечать бесчисленному множеству сочетаний величин U , W и j , так как

$$p = R \frac{T}{\omega} = R \frac{F\left(\frac{U}{j}\right)}{\frac{W}{j}}.$$

Это означает, что в случае тела переменной массы переменные состояния T и ω нельзя рассматривать в качестве независимых переменных, как это обычно принимается в классической термодинамике.

Расчет изменения состояния равновесного рабочего тела переменной массы возможен только при одной независимой переменной, и этой переменной в общем случае может быть только время. Поэтому время должно рассматриваться как обязательная переменная тепломеханического процесса с миграцией теплоносителя.

Как видно из дальнейшего изложения, при установлении мно-

гих важных закономерностей представилась возможность избежать явного включения времени и получить зависимости наиболее общего характера.

3. КАНОНИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ МИГРАЦИОННОГО ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

В термодинамике тела переменной массы могут использоваться две категории уравнений тепломеханических процессов:

уравнения, в которых время явно не входит, и взаимосвязь между переменными состояниями и внешними воздействиями выражена независимо от времени;

уравнения, в которые время входит явно.

Первые уравнения будем именовать каноническими, а вторые — расчетными или временными. Помимо этого, в дальнейшем будем различать две разновидности канонических уравнений процесса:

основные уравнения — уравнения, в которых переменные состояния непосредственно связаны с внешними воздействиями;

неосновные уравнения — уравнения, в которых переменные состояния связаны с внешними воздействиями через особые функции состояния.

Рассмотрим вначале вариант основного уравнения тепломеханического процесса при использовании тотальных переменных состояния W и j .

В соответствии с принципом несводимости качественно различных воздействий при построении уравнения вводим отношение тепловых и механических воздействий

$$\varphi = \frac{dQ_0}{dL_0} = \frac{dQ_M + dQ}{dL + dL_M}. \quad (57)$$

Величину φ будем именовать относительным тотальным теплообменом. Используя термическое и калорическое уравнения состояния рабочего тела и уравнение работы (36), из первого уравнения основного закона термодинамики тела переменной массы при переменных теплоемкостях получаем

$$\begin{aligned} \frac{dp}{p} + \frac{k_0 - (k_0 - 1)\varphi + \frac{b}{a_w} \frac{pW}{Rj}}{1 + \frac{b}{a_w} \frac{pW}{Rj}} \cdot \frac{dW}{W} + \\ + \frac{(k_0 - 1)(\varphi - 1) - \frac{b}{2a_w} \cdot \frac{pW}{Rj}}{1 + \frac{b}{a_w} \cdot \frac{pW}{Rj}} \cdot \frac{dj}{j} = 0, \end{aligned} \quad (58)$$

где

$$k_0 = \frac{a_p}{a_w}.$$

При постоянных теплоемкостях имеем

$$\frac{dp}{p} + [k - (k-1)\varphi] \frac{dW}{W} + (k-1)(\phi-1) \frac{dj}{j} = 0. \quad (59)$$

Таким образом, все внешние воздействия оказались локализованными в одной величине — относительном тотальном теплообмене.

Используя второе уравнение основного закона термодинамики тела переменной массы, соответствующие уравнения состояния и уравнения работы, будем иметь:

при переменных теплоемкостях

$$\frac{dp}{p} - [k_0 - (k_0-1)\varphi_s] \frac{d\gamma}{\gamma} + \frac{b}{Ra_w} d\left(\frac{p}{\gamma}\right) = 0; \quad (60)$$

при постоянных теплоемкостях

$$\frac{dp}{p} - [k - (k-1)\varphi_s] \frac{d\gamma}{\gamma} = 0, \quad (61)$$

где

$$= \frac{dq_s}{dl_s} = \frac{dQ_e + dQ}{dL + dL_m}. \quad (62)$$

Величину φ_s будем именовать относительным локально-удельным теплообменом.

4. ПОКАЗАТЕЛЬ МИГРАЦИОННОГО ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Ввиду дуализма свойств рабочего тела и внешних воздействий характер или направленность процесса может выражаться как в тотальных, так и в локальных величинах. При выборе того или иного пути при построении зависимости необходимо иметь в виду требование универсальности. Показатель направленности процесса должен быть общей характеристикой миграционных процессов как при переменном, так и при постоянном объеме рабочего тела.

Так как процессы при переменной массе рабочего тела рассматриваются одновременно с процессами при постоянной массе и первые процессы могут переходить во вторые, то показатель процесса должен в равной мере определять направленность тех и других процессов, т. е. должен быть единым для миграционных и контактных процессов. Третье условие к показателю процесса заключается в необходимости оценки направленности процесса как при постоянном, так и при переменном соотношении между тепловыми и механическими воздействиями, что означает необходимость оценки направленности процесса не только на конечном его интервале, но и в данный момент процесса. Из последнего условия следует, что исходное соотношение для показателя процесса должно иметь дифференциальную форму.

Все перечисленные требования выполняются, если использовать для построения искомой зависимости показателя процесса

локальные уравнения процессов (60) и (61), предварительно согласившись принять в качестве первоначальной основы этой зависимости следующее соотношение:

$$m = \frac{\frac{dp}{p}}{\frac{d\gamma}{\gamma}} = \frac{\text{относительное элементарное изменение давления}}{\text{относительное элементарное изменение плотности}} \quad (63)$$

Из зависимостей (60), (61) и (63) получаем при переменных теплоемкостях

$$\begin{aligned} m &= \frac{k_0 - (k_0 - 1) \varphi_s + \frac{b}{Ra_w} \frac{p}{\gamma}}{1 + \frac{b}{Ra_w} \frac{p}{\gamma}} = \\ &= \frac{k_0 - (k_0 - 1) \varphi_s + \frac{b}{a_w} T}{1 + \frac{b}{a_w} T}; \end{aligned} \quad (64)$$

при постоянных теплоемкостях

$$m = k - (k - 1) \varphi_s. \quad (65)$$

Как видно из уравнений (64) и (65), мгновенное значение показателя процесса определяется мгновенным значением относительного локально-удельного теплообмена. В реальных процессах величина φ_s является в большинстве случаев переменной величиной. Постоянное значение для φ_s обычно принимается в качестве допущения в случае несущественных ее изменений. В соответствии с этим при анализе особенностей изменения состояния тепломеханического тела (по локальным величинам) можно ввести два понятия:

варитропические процессы — процессы при переменном удельном относительном теплообмене φ_s ;

изотропические процессы — процессы при постоянном удельном относительном теплообмене φ_s .

5. ТЕПЛОВАЯ МИГРАЦИЯ И ОБРАТИМОСТЬ ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

По принятому в классической термодинамике определению обратимого процесса для обращения данного процесса (для возвращения рабочего тела в первоначальное состояние), помимо равновесности состояний тела и его сопряжений с внешней средой, необходимо обеспечить обратимость всех внешних воздействий, т. е. необходимо, чтобы все эффекты взаимодействия тела с внешней средой, имевшиеся в прямом процессе, остались в обратном процессе неизменными по абсолютному значению, а изменились бы только их знаки. Остановимся на последнем условии. Нетрудно

показать, что условия обратимости всех внешних воздействий не выполнимы в процессах с миграцией теплоносителя.

Выше отмечалось, что изменение локальных свойств рабочего тела при тепловой миграции определяется неполным миграционным теплообменом

$$d Q_M = \Sigma q_{MK} d Y_K,$$

а квазиконтактным теплообменом

$$d Q_e = \Sigma (q_{MK} - u) d Y_K.$$

Для случая одного канала миграции имеем

$$d Q_e = (q_M - u) d Y = (u_0 - u) d Y.$$

Так как вес тела j является переменной состояния, то увеличение веса тела в прямом процессе на $d j$ в обратном процессе должно быть заменено уменьшением веса на ту же величину, т. е. должна быть обеспечена обратимость материального воздействия. Для энергетических воздействий, сопровождающих указанные материальные воздействия, будем иметь

в прямом процессе при приходной миграции

$$d Q'_e = (u_0 - u) d Y \neq 0,$$

в обратном процессе при расходной миграции

$$d Q''_e = (u - u) d Y = 0.$$

Следовательно, при обеспечении обратимости материального воздействия не представляется возможным обеспечить обратимость соответствующего энергетического воздействия, т. е. обеспечить обратимость процесса в целом. К изложенному необходимо еще добавить, что условие термического и механического (барического) равновесного сопряжения рабочего тела с внешней средой вообще теряет свой смысл для зон воздействия миграции, так как сопряжение в этих зонах по своей природе не имеет ничего общего с природой контактно-теплого и контурно-механического сопряжений. Равновесность воздействия в зоне миграции может обеспечиваться только малым перепадом давления, но при этом в случае приходной миграции исключается возможность малого перепада температур между телом и тепловым резервуаром.

Таким образом приходим к следующим выводам: миграционные тепломеханические процессы в принципе необратимы, понятие обратимости не имеет реального смысла для этих процессов.

6. ТЕПЛОВАЯ МИГРАЦИЯ И ПРИНЦИП СУЩЕСТВОВАНИЯ ЭНТРОПИИ

Понятие энтропии как особого параметра состояния и как меры деградации тепловой энергии в классическом обосновании неразрывно связано с концепцией теплового контакта и со свойством обратимости процессов.

В классической термодинамике уравнение, определяющее энтропию тела

$$dS = \frac{dQ}{T}, \quad (66)$$

строго обосновано условием контактности теплообмена и условием обратимости процесса. Температура T — это температура теплоисточника, которая может быть равна температуре тела только в обратимом процессе. В связи с тем, что понятие обратимости (и необратимости) процессов оказалось не имеющим реального смысла для миграционных тепломеханических процессов, то необходимо признать, что только по этой причине введение в термодинамику тела переменной массы понятия энтропии в классическом его обосновании и толковании оказывается невозможным.

Однако поставленный вопрос нельзя еще считать окончательно решенным, так как возможно другое неклассическое обоснование уравнения энтропии (66). Речь идет о так называемой «новой системе термодинамики», предложенной проф. Гухманом А. А., в которой понятие энтропии устанавливается на основе аналогии между соотношением

$$dQ = T dS$$

и соотношением

$$dL = p dW,$$

а также рядом других аналогичных соотношений*.

Сущность нового обоснования энтропии в очень упрощенной трактовке сводится к следующему:

для каждого воздействия данного рода должна существовать вполне определенная характеристика состояния тела (координата состояния), по изменению которой можно судить о наличии или отсутствии данного воздействия. Как подтверждение этого положения, количество воздействия деформационного рода прямо пропорционально изменению деформационной координаты состояния — объему тела;

в соответствии с указанным положением количество воздействия теплового (калорического) рода должно быть прямо пропорционально изменению особой тепловой (калорической) координаты состояния.

Необходимо еще добавить, что величины p и T , именуемые потенциалами, трактуются как факторы, физически сопряженные с воздействиями данного рода и определяющие возможность их осуществления.

Как видно из изложенного, в новой системе термодинамики уравнение энтропии принимается без вывода и, следовательно, происхождение этого уравнения не связано со свойством обрати-

* А. А. Гухман. Об основах термодинамики. Алма-Ата, 1947.
В. Ф. Леонова. Термодинамика. М., 1968.

мости процессов. Однако остается в силе второе возражение: величина dQ в новой системе термодинамики — это только контактный теплообмен, обусловленный разностью температур.

Рассмотрим путь чисто формального использования уравнения энтропии (66) при замене контактного теплообмена суммой

$$dQ_0 = dQ_M + dQ. \quad (67)$$

Соответственно в уравнении удельной энтропии необходимо удельный контактный теплообмен dq , определяемый соотношением $\frac{dQ}{j}$, заменить локально-удельным теплообменом dq_s , определяемым уравнением (43).

В результате получаем

$$dS = \frac{dQ_0}{T} = \frac{dQ_M + dQ}{T}; \quad (68)$$

$$ds = \frac{dq_s}{T} = \frac{dq_e + dq}{jT}. \quad (69)$$

Из исходных соотношений (68) и (69) сразу же можно установить, что изменение энтропии рабочего тела dS не аддитивно относительно изменений энтропии элементов рабочего тела ds .

Очевидно, что конечные значения S и s , которые будут получены решением уравнений (68) и (69), также не будут аддитивными, т. е. в результате этих решений нельзя получить соотношения

$$S = s j. \quad (70)$$

Таким образом, формальное использование исходных соотношений классической термодинамики для полной и удельной энтропии привело к тому, что энтропия рабочего тела и энтропия рабочего вещества оказались не аддитивными, как в их изменениях, так и в данном состоянии. Вследствие того, что знаки dQ_0 , dq_s могут быть различными, то возможно, что при $dS > 0$ получим $ds < 0$.

Из вышеизложенного необходимо заключить, что принцип существования энтропии не предусматривает существования тепловой миграции и что тепловая миграция не вписывается в рамки этого принципа. Учитывая расчетно-методическую целесообразность идеи введения особых функций состояния в качестве средства более широкого выражения соотношений между переменными состояния и внешними воздействиями, ниже излагается попытка реализовать указанную идею применительно к рабочему телу переменной массы помимо понятия энтропии.

7. ПРИНЦИП КОРРЕЛЯЦИИ

Установление соотношений, выражающих взаимосвязь между переменными состояния и внешними воздействиями, основывается на следующих общих положениях:

изменение состояния рабочего тела возможно только при наличии внешних воздействий;

между изменением состояния рабочего тела и внешними воздействиями имеется однозначное соответствие.

Эти общие положения о взаимосвязи между состоянием рабочего тела и внешними воздействиями выражают только качественную сторону искомых соотношений и сами по себе не являются средством построения этих соотношений. Для решения поставленной задачи необходимы положения, выражающие связь между мерой изменения конкретной переменной (или комплекса переменных) и мерой внешних энергговоздействий. Такими положениями являются положения основного закона термодинамики тела переменной массы, в соответствии с которыми имеем

$$dU = (dQ_M + dQ) - (dL + dL_M); \quad (39)$$

$$du = dq_s - dl_s. \quad (40)$$

Этими соотношениями установлено, что изменения переменных состояния U и u равны алгебраическим суммам соответствующих количеств всех внешних воздействий. Так как по калорическим уравнениям состояния

$$U = \frac{pW}{k-1},$$

$$u = \frac{p\omega}{k-1},$$

то, следовательно, уравнения (39) и (40) можно рассматривать как соотношения между изменениями некоторых комплексов переменных и внешними воздействиями. Примером соотношения между изменениями одной переменной состояния и количеством внешнего воздействия является зависимость, получаемая из выражения контурной работы

$$dW = \frac{1}{p} dL. \quad (71)$$

Выражение энтропии

$$dS = f(T) dQ \quad (72)$$

может трактоваться как соотношение между изменением одной переменной состояния и количеством внешнего воздействия или как соотношение между изменением комплекса переменных

$$S = p W^{\kappa}$$

и количеством внешнего воздействия.

Зависимости (39), (40), (70), (72) сводятся к одному положению о существовании соотношения (корреляции) между мерой изменения состояния и мерой внешнего воздействия. Это положение, которое будем именовать принципом корреляции, можно выразить следующей обобщенной формулировкой: элементарное

изменение функции состояния рабочего тела прямо пропорционально элементарному количеству внешних воздействий

$$d\Phi = \eta dE. \quad (73)$$

Принцип корреляции может рассматриваться как важнейшая составная часть закона изменения состояния рабочего тела.

В соответствии с принципом корреляции установление тепловой функции состояния рабочего тела переменной массы, т. е. переменной состояния этого тела, определяемой калорическими воздействиями как контактными, так и миграционными, может быть основано на следующем положении: элементарное изменение тепловой функции состояния рабочего тела переменной массы прямо пропорционально элементарному количеству суммарного калорического воздействия

$$d\Phi = \eta dQ_0 = \eta(dQ_m + dQ), \quad (74)$$

где η — множитель пропорциональности, являющийся функцией переменных состояния.

Сопоставляя зависимость (74) с зависимостью (66), следует указать, что при внешнем их сходстве эти зависимости существенно различны по своему физическому обоснованию и содержанию. Установление зависимости (66), как уже было отмечено, базируется на ряде физических условий, неприемлемых для тепломеханических процессов, протекающих при переменной массе рабочих тел. Зависимость же (74), выражая вполне достоверную, физически осозаемую закономерность (зависимость меры изменения состояния от меры внешних воздействий), не связана с указанными физическими условиями. Из математических особенностей функции состояния следует, что множитель η должен являться интегрирующим множителем для правой части уравнения.

Главным критерием справедливости принятых соотношений (помимо исходных предположений) является конечный результат — соответствие полученного выражения определению функции состояния: функция состояния — любая величина, изменение которой определяется только конечными состояниями.

Выражения для интегрирующего множителя η могут устанавливаться или особым решением или попытками. В первом случае необходимо положить η в качестве некоторой временно неизвестной функции какой-либо переменной (или переменных). В частности, если положить

$$\eta = \eta(U),$$

то используя калорическое уравнение состояния и дифференциальные соотношения из зависимости (74), полагая теплоемкости постоянными, находим

$$\eta = \frac{1}{U}$$

и соответственно получаем

$$\sigma - \sigma_0 = \ln \left[\left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{k-1} \frac{U}{U_0} \right]. \quad (75)$$

Во втором случае, полагая теплоемкости постоянными и принимая

$$\eta = \frac{k-1}{p W} = \frac{k-1}{RjT},$$

из зависимости (74) для одной комбинации переменных имеем

$$\sigma - \sigma_0 = \ln \left[\frac{T}{T_0} \left(\frac{W}{W_0} \right)^{k-1} \left(\frac{j}{j_0} \right)^{2-k} \right]. \quad (76)$$

Тепловая функция состояния рабочего вещества выражается зависимостью

$$\psi - \varphi_0 = \ln \left[\frac{p}{p_0} \left(\frac{\gamma_0}{\gamma} \right)^k \right], \quad (77)$$

т. е. с точностью до постоянного множителя совпадает с удельной энтропией. Однако по физическому обоснованию эти величины принципиально различаются между собой.

8. О ЧИСЛЕ НЕЗАВИСИМЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ПРОЦЕССА

Уравнение процесса изменения состояния рабочего тела (59) и уравнение процесса изменения состояния рабочего вещества (61) легко решаются при условии $\varphi = \text{const}$ и $\varphi_s = \text{const}$:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{W}{W_0} \right)^{(k-1)(\varphi-k)} \left(\frac{j_0}{j} \right)^{(k-1)(\varphi-1)}, \quad (78)$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{k - (k-1)\varphi_s}. \quad (79)$$

Решение уравнений (59) и (61) при переменных φ и φ_s и в общем случае возможно только численным методом. Эти решения приводят к зависимости

$$F(p_t, W_t, j_t, \varphi_t) = 0, \quad (80)$$

$$f(p_t, \gamma_t, \varphi_{st}) = 0, \quad (81)$$

в которых все переменные будут функциями времени.

Если ввести тепловые функции состояния, то соответственно получим:

для процесса изменения состояния рабочего тела

$$G(p, W, j, \sigma) = 0; \quad (82)$$

для процесса изменения состояния рабочего вещества

$$g(p, \gamma, \psi) = 0. \quad (83)$$

На основе уравнений (80) и (82) заключаем, что каноническое описание изменения состояния рабочего тела переменной массы в общем случае при отсутствии ограничительных условий содер-

жит четыре термомеханических переменных и что для однозначного определения процесса необходимо иметь заданными три термомеханические переменные.

Таким образом, процесс изменения состояния рабочего тела переменной массы характеризуется тремя независимо заданными термомеханическими переменными:

$$p_t = p(W_t, j_t, \varphi_t); \quad (84)$$

$$p = p(W, j, \sigma). \quad (85)$$

В зависимости (84) W , j и φ должны быть заданными функциями времени. Для процесса изменения состояния рабочего вещества соответственно имеем

$$p_t = p(\gamma_t, \varphi_{st}); \quad (86)$$

$$p = p(\gamma, \psi). \quad (87)$$

Физическим обоснованием термического уравнения состояния являются законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, основанные на рассмотрении независимых контурно-механического и контактно-теплого способов изменения состояния рабочего вещества. При осуществлении этих способов изменения состояния в чистом виде изменение давления в первом способе достигается только за счет изменения объема тела при сохранении значения температуры, а во втором случае — за счет изменения температуры от контактного подвода тепла при неизменном объеме тела (в обоих случаях вес тела был постоянным).

Ставится вопрос: возможен ли третий независимый способ изменения давления тела, т. е. такой способ, при котором изменение давления осуществлялось бы при неизменной температуре и неизменном объеме тела. Учитывая вышеизложенное, нетрудно заключить о возможности осуществления указанного способа. Этот третий независимый способ изменения состояния является миграционным способом, который осуществляется посредством миграции рабочего вещества. Сохраняя неизменным объем тела и поддерживая на одном уровне температуру, подводом и отводом рабочего вещества можно повышать и понижать давление в данном объеме, так как с изменением веса рабочего тела j при неизменном объеме W будет изменяться удельный объем рабочего вещества.

9. ОБ ИСКАЖЕНИИ ЗАКОНА ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ТЕЛА ПРИ ОТОЖДЕСТВЛЕНИИ ТЕПЛОВОЙ МИГРАЦИИ С ТЕПЛОВЫМ КОНТАКТОМ

При построении изложенных выше канонических описаний изменения состояния рабочего тела переменной массы неизменно учитывался принцип несводимости качественно различных воздействий. Выражением этого явилось введение в зависимости (57) и (62) отношений тепловых воздействий к механическим.

Как отмечалось во введении, в частных теориях тепловых двигателей отсутствует понятие тепловой миграции и передача энергии миграцией теплоносителя негласно трактуется как обычный (т. е. контактный) теплообмен. В соответствии с такой трактовкой передачи энергии вместо первого уравнения основного закона термодинамики тела переменной массы

$$dQ_M + dQ = dU + dL + dL_M$$

рассматривается уравнение

$$d\bar{Q} = dU + dL, \quad (88)$$

где

$$d\bar{Q} = dQ_M + dQ - dL_M. \quad (89)$$

Перенос миграционной работы dL_M в левую часть уравнения и обозначение суммы в левой части каким-либо одним символом сами по себе физики процесса не нарушают. Нарушения возникают в том случае, когда уравнение энергобаланса используется для оценки характера изменения состояния, т. е. для построения уравнений процесса и функции состояния. Например, физически бессмысленно при определении тепловой функции состояния (тепловой координаты) полагать, что изменение этой функции вызывается механическим (деформационным) воздействием. Если исходить из отождествления миграционной энергопередачи с контактным теплообменом, то отношение воздействий, определяющее характер изменения состояния, будет выглядеть следующим образом:

$$\bar{\varphi} = \frac{d\bar{Q}}{dL} = \frac{dQ_M + dQ - dL_M}{dL}. \quad (90)$$

Из сопоставления зависимости (90) с зависимостями (57) и (62) устанавливаем, что отождествление тепловой миграции с тепловым контактом приводит к следующим нарушениям в термодинамических закономерностях:

деформационное изменение состояния элементов рабочего тела будет определяться только контурной работой dL ; это, в частности, означает, что в процессе опорожнения сосуда постоянного объема якобы не должно быть деформационного изменения состояния газа в сосуде, хотя в действительности расширение газа будет наблюдаться;

миграционно-механическое воздействие dL_M , вопреки его природе, оказалось переведенным в разряд тепловых воздействий; это означает, что характер влияния механического воздействия на изменение состояния элементов рабочего тела будет якобы таким же, как и контактной теплопередачи;

миграционно-тепловое воздействие dQ_M якобы будет передаваться элементам рабочего тела на равных началах с контактно-тепловым воздействием dQ ; это, в частности, означает, что отде-

ление (отпадение) граничных элементов тела якобы равносильно охлаждению остающихся элементов тела на количество внутренней энергии отделившихся (отпавших) элементов.

10. ОБЪЯСНЕНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО И ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПАРАДОКСОВ

Для термодинамического анализа процессов при постоянном объеме по основному закону термодинамики тела переменной массы и по закону изменения состояния тела переменной массы при $dQ=0$ имеем:

уравнение квазиконтактного теплообмена

$$dQ_e = (q_m - u) dY, \quad (26)$$

уравнение работы

$$jdl = -p w dj, \quad (38)$$

первое уравнение основного закона

$$dQ_m = dU + dL_m, \quad (45a)$$

второе уравнение основного закона

$$\frac{dQ_e}{j} = du + dl, \quad (46a)$$

уравнение относительного локально-удельного теплообмена

$$\varphi_s = \frac{dQ_e}{dL_m}, \quad (62a)$$

уравнение показателя процесса

$$m = k - (k - 1) \varphi_s. \quad (65)$$

Уравнения (45a) и (46a) определяют энергобаланс процессов, а остальные уравнения определяют характер изменения состояния рабочего вещества.

Для процесса опорожнения постоянного объема, принимая $q_m = u$ (расходная миграция теплоносителя), имеем

$$dQ_e = 0; \quad \varphi_s = 0; \quad m = k.$$

Таким образом из общих зависимостей теоретически подтверждается адиабатический закон изменения состояния рабочего вещества при постоянном объеме рабочей полости. Одновременно зависимость (38) подтверждает, что работа элементов рабочего тела, которая должна обеспечивать адиабатический закон изменения их состояния, действительно существует и что эта работа вызывается сопряженной с ней миграционной работой тела (внешнее миграционно-механическое воздействие).

Рассмотрим термодинамический анализ процессов наполнения постоянного объема, используя приведенные зависимости.

При определении dQ_e по уравнению (26) необходимо учесть,

что величина q_m представляет собой только часть общей единичной энергии, поступающей из теплодатчика, и отличается от последней на величину единичной миграционной работы, совершаемой при поступлении теплоносителя в рабочую полость за счет энергии теплодатчика

$$q_m = \Pi - l_m = \Pi - pw.$$

Так как в обоих рассматриваемых процессах наполнения постоянного объема удельная внутренняя энергия действующих элементов (рабочего вещества) была равна единичной миграционной энергопередаче Π , то по зависимости (26) для квазиконтактного теплообмена в данном случае получаем

$$dQ_e = (q_m - u) dY = -pwdY. \quad (91)$$

Тогда из уравнения (62a) применительно к рассматриваемым процессам имеем

$$\varphi_s = \frac{dQ_e}{dL_m} = \frac{-pwdY}{-pwdY} = 1,$$

и, следовательно,

$$m = k - (k - 1)\varphi_s = 1.$$

Последнее означает теоретическое подтверждение изотермического закона изменения состояния рабочего вещества в рабочей полости постоянного объема.

Для полного термодинамического анализа процессов наполнения постоянного объема необходимо установить факты существования работы элементов рабочего тела и отвода тепла от них при сжатии, т. е. установление фактов, обеспечивающих изотермический закон изменения состояния.

Из зависимости (38) непосредственно следует, что отрицательная миграционная работа $-pwdj$ ($dj > 0$) должна вызвать работу сжатия действующих элементов jdl .

Сопоставляя зависимости (91) и (38), имеем

$$dQ_e = jdl. \quad (91a)$$

Это означает, что квазиконтактный теплообмен, равный работе сжатия действующих элементов (весом j), имеет отрицательное значение, т. е. в процессе сжатия элементов от них отводится тепло в количестве, равном работе сжатия.

Отмеченное количественное соотношение физически объясняется тем, что перед входом в рабочую полость (точнее в состав рабочего тела) мигрирующие элементы расширяются и их температура оказывается ниже температуры действующих элементов. На этапе ассимиляции мигрирующих элементов их температура повышается до уровня температуры действующих элементов за счет тепловой энергии, выделяющейся при сжатии действующих элементов.

В процессе наполнения постоянного объема со сгоранием твер-

дого топлива поступающие элементы вначале охлаждаются вследствие расширения от удельного объема топлива до удельного объема действующих элементов, а затем при перемешивании с последними их температура соответственно повышается.

Таким образом, полученные общие соотношения термодинамики тела переменной массы позволили выполнить исчерпывающий термодинамический анализ процессов опорожнения и наполнения, теоретически объяснив все закономерности этих процессов.

Этот анализ оказался возможным только на основе расширенных концепций теплоты, работы и рабочего тела и, в частности, при помощи таких новых понятий, как миграционная работа и квазиконтактный теплообмен.

11. ЗАКОН ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ТЕЛА ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ

Изложенную широкую совокупность функциональных соотношений между переменными состояниями и внешними воздействиями будем именовать законом изменения состояния тела переменной массы. Физической и методологической основами полученных соотношений являются расширенные концепции теплоты, работы и рабочего тела. Одним из принципиальных отличий указанных функциональных соотношений от соотношений, основанных на классических концепциях, является их двойственность, заключающаяся в том, что полные описания процессов и состояний содержат два вида неидентичных зависимостей — тотальные и локально-удельные. Эта двойственность исчезает, если рассматривается процесс без миграции теплоносителя: зависимости в тотальных величинах становятся идентичными зависимостям в удельных величинах.

Зависимости для процессов с постоянной массой рабочего тела, которые получаются при переводе соотношений закона изменения состояния тела переменной массы на соотношения для тела постоянной массы, имеют несколько более общий и более систематический характер, чем соответствующие зависимости классической термодинамики.

1. МЕХАНИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП УСЛОВИЙ ПРЕВРАЩЕНИЯ ТЕПЛА В РАБОТУ

Установление расширенных концепций теплоты, работы и рабочего тела приводит к установлению ряда особых положений о работоспособности тепла, к новым представлениям об условиях действия теплового двигателя.

В термодинамическом анализе, основанном на расширенных концепциях, тепловой двигатель — это техническое устройство, осуществляющее закономерно повторяющиеся процессы превращения тепла в работу посредством рабочего тела переменной массы, подвод энергии к которому производится включением в его состав вещества-теплоносителя.

В указанных концепциях теплодатчик, рабочее тело и теплоприемник представляются как три емкости рабочего вещества (или его составляющих), соединенных каналами миграции. При такой трактовке структуры тепломеханической системы граничные условия действия теплового двигателя будут иметь механическую природу, а не термическую, установленную классическими концепциями.

Одно из положений второго закона термодинамики утверждает: «периодическое действие теплового двигателя возможно только в том случае, когда помимо рабочего тела имеется горячий теплодатчик и холодный теплоприемник».

Как уже было отмечено, условие граничного перепада температур было впервые с позиций теплорода сформулировано Карно. По убеждению Карно, механическая работа, получаемая в тепловом двигателе, является следствием перетекания теплорода от горячего тела к холодному. Указанный процесс, по мнению Карно, протекает так же, как процесс получения работы за счет падения воды с высокого уровня на низкий.

Интересно отметить, что если в изложенных рассуждениях заменить теплород (невесомое вещество) обычным материальным теплоносителем (рабочим веществом), то получим реально существующие тепловые двигатели, работающие на сжатом воздухе,

горячем газе или паре, но для длительного действия которых обязательен не граничный перепад температур, а граничный перепад давлений.

При обосновании граничных условий действия теплового двигателя на основе классических концепций указывается, что получение работы в периодически действующем двигателе возможно только, если в фазе расширения газ имеет в среднем более высокое давление, чем в фазе сжатия, и что для обеспечения последнего необходимо понизить давление рабочего тела в фазе сжатия. Одновременно указывается, что такое понижение давления возможно только посредством теплового контакта, т. е. соприкосновением рабочего тела с холодной внешней средой в фазе сжатия*.

В действительности в реальных тепловых двигателях понижение давления на этапе сжатия обеспечивается не тепловым контактом, а тепловой миграцией, т. е. выпуском части газа в атмосферу, для чего требуется не перепад температур, а перепад давлений у рабочего тела и внешней среды. Указанное обстоятельство имеет важное принципиальное значение, так как оно означает возможность понижения давления рабочего тела в фазе сжатия независимо от температуры окружающей среды.

Несколько слов о тепловом контакте. Контактный теплообмен рабочего тела с внешней средой в качестве источника работы может иметь место только в виде исключения. Этот способ не может иметь сколько-нибудь существенного значения хотя бы потому, что это очень медленный способ передачи тепла. Следует отметить, что контактная передача тепла от топочных газов к стенке котла является частью процесса внешней генерации рабочего вещества и не входит в процесс превращения тепла в работу. При определении граничного перепада температур в паровом двигателе верхней температурой считается температура пара, а не температура топочных газов.

В связи с отмеченными особенностями процессов превращения тепла в работу с миграцией теплоносителя возникает вопрос о правомерности для этих процессов известного постулата Клаузиуса: «теплота не может переходить сама собой от более холодного тела к более горячему».

Калория, заключенная в твердом теплоносителе, действительно, такого перехода совершить не может, но калория, заключенная в газообразном теплоносителе, может «сама собой» вместе с теплоносителем перейти от холодного теплоисточника к горячему. Это означает, что постулат Клаузиуса неправоможен для процессов с миграцией теплоносителя. Необязательность требования граничного перепада температур между теплодатчиком и теплоприемником в процессах с тепловой миграцией, как необходимого условия получения работы в тепловом двигателе, достаточно убедительно доказана действием многочисленных разновидностей пневматиче-

* Курс физики под редакцией И. Д. Папалекси. Т. 1, 1948, стр. 386—390.

ских двигателей, работающих при равенстве температур в резервуаре сжатого воздуха и в атмосфере.

На основе изложенного приходим к следующим положениям об условиях, определяющих возможность осуществления процесса превращения тепла в работу в тепломеханической системе с тепловой миграцией:

в тепломеханических системах с тепловой миграцией тепло превращается в работу независимо от граничного перепада температур*;

достаточным условием для осуществления процесса превращения тепла в работу является граничный перепад давлений*.

Данные положения будем именовать механическим принципом условий превращения тепла в работу.

2. МЕХАНИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕВРАЩЕНИЯ ТЕПЛА В РАБОТУ

Впервые условия, определяющие эффективность превращения тепла в работу, были сформулированы Карно: работоспособность теплоты определяется исключительно температурами тел, между которыми передается теплота. Это положение можно выразить формулой

$$L = kQ(T - T_0).$$

Такая оценка работоспособности теплоты являлась строго логическим следствием теплородной концепции теплоты. Так как классическая концепция теплоты в значительной мере воспроизводит теплородную концепцию, то указанный подход к оценке работоспособности тепла сохранил свое значение в современной термодинамике и выражается, в частности, следующими положениями:

техническая ценность одного и того же количества теплоты определяется температурой, при которой данная теплота находится**;

теплота при температуре окружающей нас среды бесполезна для нас, так как ее невозможно использовать для совершения работы***.

Расширенные концепции теплоты и работы коренным образом изменяют оценку работоспособности калории, так как эти концепции предполагают иные условия подвода тепла к рабочему телу и иные граничные условия действия теплового двигателя.

Калории, заключенные в твердом теплоносителе, и калории, заключенные в газообразном теплоносителе, качественно различны по условиям их реализации.

* Здесь под граничными перепадами давлений и температур понимается положительная разность давлений и температур теплодатчика и теплоприемника.

** В. П. Кардов. Основы технической термодинамики. 1948, стр. 37.

*** Ф. Морс. Теплофизика. 1968, стр. 59.

Работоспособность калории, подводимой вместе с теплоносителем, определяется, прежде всего, возможностью расширения теплоносителя, т. е. определяется превышением давления подводимого теплоносителя над давлением внешней среды. Следовательно, граничные механические факторы процесса превращения тепла в работу не только являются обязательными условиями длительного действия теплового двигателя, но одновременно определяют работоспособность подведенного тепла. В качестве меры сравнительной технической работоспособности калорий, заключенных в единице веса рабочего вещества и подводимых к рабочему телу при давлении теплового резервуара (верхнем давлении), по видимому, возможно использовать удельную адиабатическую работу расширения рабочего вещества от верхнего давления до давления окружающей среды.

$$E_a = u_v \left[1 - \left(\frac{p_n}{p_v} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right], \quad (92)$$

где

u_v — верхняя удельная внутренняя энергия рабочего вещества;

p_v — верхнее давление;

p_n — нижнее давление (давление окружающей среды).

В последнее время для оценки работоспособности тепла предложена специальная мера — эксергия, которая определяется выражением *

$$E = Q_1 - T_0 \Delta S,$$

где

Q_1 — количество тепла, полученное от теплодатчика;

T_0 — температура окружающей среды;

ΔS — изменение энтропии окружающей среды (равное при обратимом цикле изменению энтропии теплодатчика).

Так как $Q_1 = T_1 \Delta S$, то из приведенной зависимости следует, что при равенстве температур теплодатчика и окружающей среды ($T_1 = T_0$) возможная работа системы равна нулю, т. е. то же самое, что и по формуле Карно.

Учитывая, что для тепломеханических систем с миграцией теплоносителя такая оценка работоспособности тепла совершенно нереальна, необходимо признать меру работоспособности E_a , определяемую зависимость (92), более правильно отражающей действительные условия процесса. По аналогии с термином «эксергия» для величины E_a можно принять термин «максергия» (макс — начало слова «максимальный», а ерг — корень греческого слова «работа»).

Следует отметить, что появление в теориях многих разновидностей тепломеханических систем таких понятий, как аккумуляция

* Д. П. Гохштейн. Современные методы термодинамического анализа энергетических установок. М., 1969.

давления и аккумуляторы давления, является определенным признанием отмеченной роли давления в оценке эффективности этих систем.

В соответствии с изложенным устанавливаем: эффективность превращения тепла в работу в миграционных тепломеханических системах повышается с увеличением граничного перепада давлений и непосредственно не зависит от граничного перепада температур.

Это положение будем именовать механическим принципом эффективности превращения тепла в работу.

3. ОЦЕНКА РАБОТОСПОСОБНОСТИ ТЕПЛА ПО ЭНТРОПИИ РАБОЧЕГО ВЕЩЕСТВА

Выше было установлено, что понятие энтропии рабочего тела в общепринятом его обосновании не может быть применено к рабочим телам переменной массы. Однако это не исключает некоторого использования понятия энтропии рабочего вещества в теории процессов с миграцией теплоносителя. Так как миграционные процессы в принципе необратимы, то, следовательно, отпадает возможность применения положения классической термодинамики об определении совершенства процесса по степени приближения его к условиям обратимости. Поэтому в дальнейшем речь будет идти только об оценке работоспособности тепла по энтропии рабочего вещества в данном его состоянии.

При указанном применении энтропии обнаруживается, что классическая оценка работоспособности тепла по энтропии не согласуется с оценкой работоспособности тепла по температурному перепаду, также принятой в классической термодинамике. Например, такие несогласованности можно установить при анализе процесса генерации газа в манометрической бомбе (при сгорании твердого топлива) и процесса генерации пара в паровом котле. При одном и том же подводе тепла к некоторому постоянному количеству рабочего вещества, т. е. при одной и той же конечной (верхней) температуре рабочего вещества для конечного (верхнего) давления можно получить в принципе любые давления, применяя различные объемы рабочей полости. Переходя к малым объемам рабочей полости при неизменном количестве рабочего вещества, будем получать все возрастающие значения верхнего давления. В результате при таких переходах без привлечения каких-либо внешних энергетических воздействий должны констатировать уменьшение энтропии рабочего вещества при неизменном значении его температуры, вместо обычного положения об уменьшении энтропии при повышении температуры. В данном случае уменьшение энтропии рабочего вещества при росте верхнего давления имеет некоторую качественную согласованность с приведенной выше зависимостью для технической работоспособности тепла.

Принципиальная несогласованность в классических оценках работоспособности тепла обнаруживается также при анализе процесса в известном опыте Джоуля (необратимое расширение газа в постоянном изолированном объеме). Указанный опыт часто трактуется как особо наглядный пример деградации тепловой энергии (переход системы от состояния менее вероятного к состоянию более вероятному), которая якобы адекватно характеризуется изменением энтропии данной системы. При анализе опыта Джоуля, например, указывается, что «уменьшение в изолированной системе возможностей использования теплоты для превращения ее в механическую работу или деградация в ней энергии характеризуется ростом энтропии»*. Однако в данном случае тот же опыт подтверждает сохранение температуры рабочего вещества в рассматриваемом процессе.

По отмеченным выше классическим представлениям последнее обстоятельство должно означать принципиально иное, а именно: неизменность работоспособности тепла, т. е. отсутствие деградации тепла.

4. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ СОЗДАНИЯ ТЕПЛООВОГО ДВИГАТЕЛЯ С ОДНИМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

Выше при рассмотрении способов понижения давления в рабочей полости в фазе сжатия отмечалась возможность понижения давления независимо от температуры внешней среды. Такая же возможность существует и в фазе расширения. Фаза расширения обычно заканчивается в момент, когда давление в рабочей полости примерно равно давлению внешней среды. Расширение рабочего тела от верхнего давления (давления в тепловом резервуаре) до нижнего давления, т. е. давления внешней среды, происходит чаще всего адиабатически, и такое расширение вызывает соответствующее понижение температуры рабочего тела. При этом совершенно необязательно, чтобы нижняя температура рабочего тела оказалась равной температуре окружающей среды.

В случае невысокой верхней температуры и достаточно высокого верхнего давления температура рабочего тела в конце фазы расширения может оказаться значительно меньше температуры внешней среды. Реальная возможность такого случая находится в явном противоречии с некоторыми положениями классической термодинамики и, в частности, с утверждением, что «нижняя температура представляет температуру окружающей среды и поэтому является нерегулируемой»**, а также не согласуется с указанным реальным случаем. Поэтому следует признать неправомерным

* В. П. Карпов. Основы технической термодинамики. 1948, стр. 38.

** Э. Ферми. Термодинамика. Харьков, 1969, стр. 44.

для процессов с тепловой миграцией известный постулат Кельвина:

«Невозможно при помощи двигателя получить механическую работу от какой-либо массы вещества путем охлаждения ее ниже температуры внешней среды»*.

Широкое практическое применение пневматических двигателей является достаточно убедительным опровержением как этого положения Кельвина, так и закона Карно. Регулярно наблюдаемые явления конденсации паров воды в рабочей полости пневматических двигателей и отказы в работе этих двигателей вследствие замерзания выделившихся капель воды представляются бесспорным свидетельством реальности явления охлаждения рабочего тела пневматического двигателя до температуры, значительно более низкой, чем температура атмосферного воздуха.

Причина столь резкого расхождения приведенных положений классической термодинамики с бесспорными реальными фактами заключается в классической концепции теплоты, положенной в основу классического анализа. Вопреки этому анализу подвод тепловой энергии в рабочую полость пневматического двигателя совершается посредством тепловой миграции при температуре подводимого рабочего вещества, близкой к температуре окружающей среды (атмосферы). В этих условиях с первых моментов этапа расширения рабочего объема создаются условия, при которых температура рабочего вещества становится ниже температуры окружающей среды. В результате чего:

изменение состояния тела начинается при температуре рабочего вещества, близкой к температуре окружающей среды;

работа совершается за счет охлаждения рабочего вещества ниже температуры окружающей среды;

передача тепла от рабочего тела теплоприемнику производится при отрицательной разности температур (тепло переходит от тела с низкой температурой к телу с высокой температурой).

Отмеченные выше явления переохлаждения рабочего тела, наиболее отчетливо наблюдающиеся в пневматических двигателях без подогрева воздуха, имеют принципиальное значение, так как открывают возможность подвода тепла к рабочему телу за счет тепловой энергии атмосферы.

Если обеспечить значительное увеличение внутренней поверхности рабочей полости (поверхности нагрева) и медленное движение поршня, то, используя возникшую разность температур между стенками рабочей полости и рабочим телом, можно процесс расширения из адиабатического превратить в процесс, близкий к изотермическому. Так как изотерма при расширении проходит существенно выше адиабаты, то указанное изменение процесса приведет к существенному увеличению полезной работы.

Таким образом, от пневматического двигателя можно будет получать работу не только за счет энергии воздуха в аккумуляторе,

* В формулировке Кельвина.

но также за счет использования дарового тепла атмосферы. Предпосылками «привлечения» дарового тепла в рабочую полость пневматического двигателя являются:

обеспечение подвода рабочего вещества в полость двигателя только с температурой, близкой к температуре окружающей среды;

обеспечение возможно более высокого верхнего давления (давления в резервуаре или давления в начале этапа расширения);

обеспечение предельной длины хода поршня, т. е. такой длины хода, при которой давление в конце этапа расширения в условиях изотермического процесса будет близко к давлению окружающей среды.

Если учесть, что классическая термодинамика в соответствии с ее концепциями категорически отрицает возможность прямого преобразования тепла окружающей среды в работу, то установление возможности такого преобразования в пневматических (газовых) двигателях имеет большое принципиальное значение.

При дальнейшем рассмотрении возможных условий действия тепловых двигателей будем полагать, что факт периодического обновления рабочего тела является принципиально неотъемлемой особенностью всех тепловых двигателей, включая и предельные их модели. Указанный факт в явной форме отмечается и некоторыми физиками. Немецкий физик Р. В. Поль при изложении второго закона термодинамики указывает:

«Все тепловые машины способствуют переходу теплоты от горячего тела к холодному с потоком рабочего вещества. Начальное состояние машины периодически восстанавливается, уменьшается только запас энергии»*.

Из изложенного выше механического принципа условий превращения тепла в работу следует, что пониженное давление на этапе уменьшения объема рабочей полости (в фазе сжатия) можно обеспечить не тепловым контактом рабочего тела с холодным теплоприемником, а тепловой миграцией независимо от температур рабочего тела и теплоприемника при условии перепада давлений между ними. Точно также тепловой миграцией, а не тепловым контактом можно обеспечить повышенное давление на этапе увеличения объема рабочей полости (в фазе расширения).

В свете изложенного представляет интерес вопрос, поставленный в одном из курсов физики:

«Можно ли получить расширение под большим давлением, а сжатие под малым, располагая только одним тепловым резервуаром?»**

Ответ на этот вопрос предпрещается пояснением:

«Если бы такой двигатель был осуществим, то можно было бы поднимать грузы за счет внутренней энергии, заключенной в атмосферном воздухе. Экономически такой двигатель не отличался бы

* Р. В. Поль. Механика, акустика и учение о теплоте. М., 1957, стр. 452.

** Курс физики под редакцией Н. Д. Папалекси. Т. 1, М.—Л., 1948, стр. 552.

от двигателя, совершенно не потребляющего топливо, т. е. позволяющего получить работу из ничего»*.

Так как этот вопрос рассмотрен в предположении, что повышенное давление в фазе расширения и пониженное давление в фазе сжатия достигаются посредством теплового контакта, то ответ мог быть только отрицательным:

«Газовый двигатель с одним тепловым резервуаром невозможен»*.

Какой будет ответ на тот же вопрос, если вместо теплового контакта энергия будет передаваться тепловой миграцией. Отмеченные выше условия привлечения даровой энергии в пневматическом двигателе, т. е. условия возможности прямого превращения в работу тепла окружающей среды дают основания для утвердительного ответа на указанный вопрос.

Предварительно остановимся на предложении французских инженеров Клода и Бушера об использовании тепла поверхностных слоев морской воды для действия паротурбинной установки. В этой установке парогенератором являлось устройство, в котором впрыскиваемая низкокипящая жидкость превращалась в пар за счет тепла морской воды (при температуре $27-28^{\circ}\text{C}$), окружающей стенки парогенератора.

В проекте Клода и Бушера предусматривались конденсация отработанного пара посредством охлаждения его глубинной морской водой (при температуре 4°C) и сжатие его до первоначального давления. Работа пара при расширении его в турбине совершалась без привлечения тепла морской воды. Если в установке Клода и Бушера выделить паротурбинный двигатель (парогенератор и турбину), то можно установить, что этот струйный двигатель имел только один источник тепла.

Рассмотрим теперь поршневой двигатель, индикаторная диаграмма которого представлена на рис. 8.

До начала движения поршня в рабочую полость при неизменном начальном ее объеме впрыскивается низкокипящая жидкость,

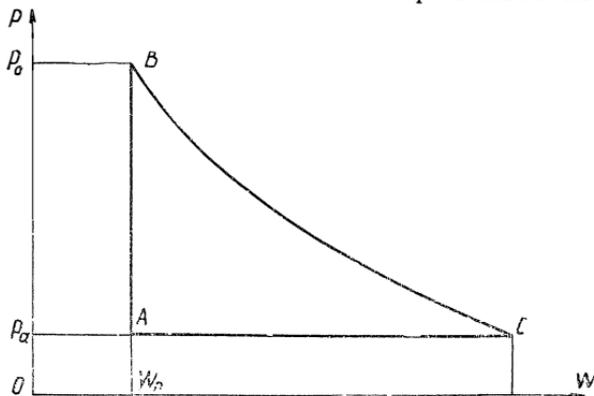


Рис. 8. Цикл двигателя с одним источником тепла

* Курс физики под редакцией Н. Д. Папалекси. Т. 1, М.—Л., 1948, стр. 552.

которая испаряется и нагревается до температуры окружающей среды (атмосферного воздуха) под действием температуры этой среды.

В результате давление в рабочей полости повышается до некоторого давления, превышающего давление окружающей среды. Перепад давлений в рабочей полости и в окружающей среде вызывает движение поршня и расширение рабочего вещества. При значительной внутренней поверхности стенок рабочей полости, имеющих температуру окружающей среды, и при медленном движении поршня обеспечивается изотермическое расширение рабочего вещества за счет получения тепла из окружающей среды. Движение поршня вправо заканчивается в момент, когда давление в рабочей полости будет равно атмосферному. На обратном ходе рабочее вещество, имеющее температуру атмосферы, выталкивается в атмосферу.

В точке *C* диаграммы давление равно атмосферному. Участок диаграммы *AB* отвечает процессу нагревания рабочего вещества, полученного испарением низкокипящей жидкости, при неизменном начальном объеме рабочей полости.

Как видно из изложенного, цикл состоит из изотермы *BC*, изобары *CA* и изохоры *AB*. Работа цикла выражается площадью *ABC* и совершается полностью за счет тепла, полученного из окружающей среды (так как внутренняя энергия рабочего вещества при изотермическом процессе остается без изменения).

Изложенное показывает, что расширенные концепции тепла, работы и рабочего тела вносят радикальные изменения в анализ условий действия теплового двигателя. В частности, с позиций этих концепций оказываются неправомерным известный постулат Планка:

«Невозможно построить периодически действующую машину, все действие которой сводилось бы к поднятию некоторого груза и соответствующему охлаждению теплового резервуара»*.

Этот постулат предполагает обязательность «компенсации» за возможность периодического превращения тепла в работу. Такая компенсация выражается потерей части подведенного тепла вследствие передачи этого тепла в окружающую среду (холодильнику) в фазе пониженного давления.

Так как в рассматриваемом периодически действующем двигателе в фазе повышенного давления работа совершается за счет подвода тепла из окружающей среды, то отвод тепла в фазе пониженного давления обратно в ту же среду невозможно отождествить с отмеченной выше компенсацией.

Расход низкотемпературной жидкости в рассматриваемом процессе можно истолковать как своеобразную компенсацию за превращение тепла в работу, но подобная компенсация по своей природе не эквивалентна передаче тепла холодильнику.

* М. Планк. Введение в теоретическую физику. Ч. 5. Теория теплоты. М., 1935, стр. 48.

Вторым законом термодинамики такая компенсация не может предусматриваться, так как его исходные концепции исключают из рассмотрения процессы с миграцией теплоносителя. В соответствии с этими концепциями «теплота даже при миллионе градусов Кельвина была бы бесполезна в этом отношении (для совершения работы), если бы вся вселенная имела такую же температуру»*.

5. ЗАКОН ДЕЙСТВИЯ РЕАЛЬНОГО ТЕПЛООВОГО ДВИГАТЕЛЯ

Новые концепции теплоты, работы и рабочего тела, основанные на явлениях тепловой миграции, приводят к радикальному изменению анализа условий действия теплового двигателя.

С учетом изложенного выше, закон действия реального теплового двигателя может быть выражен следующими положениями: реальный тепловой двигатель есть устройство, которое обменивается с окружающей средой теплом, работой и рабочим веществом, осуществляя периодические и непериодические закономерно повторяющиеся процессы превращения тепла в работу;

обязательным решающим фактором, определяющим возможность и эффективность осуществления подвода и отвода тепла, осуществления периодических и непериодических процессов превращения тепла в работу, является граничный перепад давлений;

граничный перепад температур не является обязательным фактором, определяющим возможность осуществления периодических и непериодических процессов превращения тепла в работу, а нижняя температура процесса необязательно определяется температурой окружающей среды;

принципиально возможно существование периодически действующего теплового двигателя с непосредственным использованием тепла окружающей среды (подвод малокалорийной и низкокипящей жидкости оценивается как обычное материально-конструктивное обеспечение процесса**).

Отмеченная возможность прямого превращения в работу тепла окружающей среды эквивалентна принципиальной возможности трансформации тепловой энергии окружающей среды на более высокий температурный уровень за счет использования тепла той же среды. Признание существования такой возможности указывает на недостоверность тезиса Клаузиуса о «тепловой смерти» вселенной, на неуниверсальность принципа возрастания энтропии изолированной системы.

Как видно из приведенных положений и замечаний, установление явлений тепловой миграции затрагивает существо некоторых фундаментальных принципов естествознания и теплоэнергетики.

* Ф. Морс. Теплофизика. М., 1968, стр. 60.

** В соответствии с ее назначением такую жидкость можно назвать негативным топливом.

Приложение

ТЕРМИЧЕСКИЙ ВАРИАНТ РАСЧЕТНЫХ УРАВНЕНИЙ МИГРАЦИОННОГО ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

При построении методики расчета тепломеханического процесса, как правило, оказывается необходимым определять одну из трех производных $\frac{dp}{dt}$, $\frac{dU}{dt}$ и $\frac{d\varepsilon}{dt}$. В зависимости от этого будем различать три основных варианта расчетных уравнений тепломеханического процесса, которым дадим следующие условные наименования:

термический (определение $\frac{dp}{dt}$);

энергетический (определение $\frac{dU}{dt}$);

калорический (определение $\frac{d\varepsilon}{dt}$).

Для термического варианта расчетных уравнений тепломеханического процесса из уравнения (58) имеем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{(k_0-1)\frac{dU}{dt} - \left(1 + \frac{b}{a_w} \cdot \frac{pW}{Rj}\right)p \frac{dW}{dt} + (k_0-1) \frac{b}{2} \left(\frac{pW}{Rj}\right)^2 \Sigma G_k}{\left(1 + \frac{b}{a_w} \cdot \frac{pW}{Rj}\right)W} \quad (93)$$

При постоянных теплоемкостях соответственно получаем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left(\frac{dU}{dt} - \frac{p}{k-1} \cdot \frac{dW}{dt} \right). \quad (94)$$

Если процесс не сопровождается нерабочим изменением объема (которое, в частности, имеет место при горении конденсированного топлива), т. е. если изменение объема тела полностью является рабочим изменением, то

$$pdW = dL.$$

Используя это соотношение и подставляя в уравнение (94) значение dU из уравнения энергобаланса (45), получим

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left(\frac{dQ_M}{dt} + \frac{dQ}{dt} - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt} - \frac{dL_M}{dt} \right). \quad (95)$$

Как отмечалось, для практических расчетов представляется целесообразным объединить миграционный теплообмен dQ_M и миграционную работу dL_M в одну величину

$$dZ = \Sigma (q_{mk} - u) dY_k \quad (47)$$

и, следовательно,

$$\frac{dZ}{dt} = \Sigma \Pi_k G_k, \quad (96)$$

где

$$\Pi_k = q_{mk} + p\omega. \quad (97)$$

С учетом изложенного, из (95) получаем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k-1}{W} \left(\frac{dQ}{dt} + \Sigma \Pi_k G_k - \frac{k}{k-1} p \frac{dW}{dt} \right). \quad (98)$$

Из соотношений

$$\frac{dj}{dt} = \Sigma G_k; \quad j = \gamma W$$

получаем уравнение удельного веса

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{W} \left(\Sigma G_k - \gamma \frac{dW}{dt} \right). \quad (99)$$

По известным давлению и удельному весу из термического уравнения состояния определяется температура, знание которой необходимо для вычислений P , G и $\frac{dQ}{dt}$.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ВАРИАНТ РАСЧЕТНЫХ УРАВНЕНИЙ МИГРАЦИОННОГО ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Для определения внутренней энергии тепломеханического тела из уравнения энергобаланса (45)

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \Sigma q_{mk} G_k - \frac{dL_0}{dt} \quad (100)$$

или с учетом (96)

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \Sigma \Pi_k G_k - p \frac{dW}{dt}. \quad (101)$$

Для определения давления из калорического уравнения состояния рабочего тела получаем

$$p = (k - 1) \frac{U}{W}, \quad (102)$$

где k имеет среднее значение для интервала температур от 0 до T и, следовательно, может рассматриваться как переменная величина.

После вычисления веса тела по зависимости

$$\frac{dj}{dt} = \Sigma \frac{dY_k}{dt} = \Sigma G_k \quad (103)$$

из термического уравнения состояния рабочего тела определяется

$$T = \frac{pW}{Rj}. \quad (104)$$

КАЛОРИЧЕСКИЙ ВАРИАНТ РАСЧЕТНЫХ УРАВНЕНИЙ МИГРАЦИОННОГО ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Для определения функции состояния σ по заданным калорическим воздействиям при постоянных теплоемкостях имеем

$$d\sigma = \eta dQ_0 = \frac{k-1}{pW} dQ_0. \quad (105)$$

Подставляя значение

$$dQ_0 = dQ_M + dQ = \Sigma q_{mk} dY + dQ,$$

получаем

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{k-1}{pW} \left(\frac{dQ}{dt} + \Sigma q_{mk} G_k \right). \quad (106)$$

После нахождения веса тела по зависимости (82) и объема тела по заданному закону перемещения граничных тел давление определяется из уравнения

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{i}{j_0} \right)^{k-1} \left(\frac{W_0}{W} \right)^k e^\sigma. \quad (107)$$

Температура определяется или по тотальному термическому уравнению состояния или по функции σ

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{j}{j_0} \right)^{2-k} \left(\frac{W_0}{W} \right)^{k-1} e^\sigma. \quad (108)$$

СТАЦИОНАРНЫЕ МИГРАЦИОННЫЕ ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

В современной теплотехнике имеются тепловые машины (в частности, ракетные двигатели), в которых процесс превращения тепловой энергии в механическую совершается при неизменном состоянии рабочего вещества. Если исходить из принятого в технической термодинамике определения термодинамического (тепломеханического) процесса как последовательности изменений состояния рабочего тела, то можно прийти к отрицанию наличия процесса в указанной машине. В термодинамике тела переменной массы тепломеханический процесс определяется как сумма последовательности внешних воздействий и изменений состояний рабочего тела и рабочего вещества.

Поэтому, если отсутствует только вторая последовательность, то это не исключает возможности процесса превращения тепловой энергии в механическую. Неизменность состояния рабочего вещества означает в этом случае только равенство нулю суммы тепло-

вых и механических воздействий. Установленные выше зависимости позволяют определить стационарные значения переменных состояния рабочего тела по заданным внешним воздействиям при учете широкой совокупности факторов процесса.

Например, для РДТТ при учете контактного теплообмена изменения свободного объема и влияния теплоемкостей по установленным зависимостям получаем для стационарной температуры

$$T_s = (k - 1) \frac{1 - q_T}{1 + (k - 1)\sigma_M}, \quad (109)$$

для стационарного давления

$$p_s = (k - 1) \Pi_1 \delta \frac{1 - \sigma_M}{1 + (k - 1)\sigma_M} (1 - q_T), \quad (110)$$

где

$$q_T = \frac{dQ}{\Pi_1 G_1}; \quad \sigma_M = \frac{G_2}{G_1}.$$

РАСЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКОГО ТЕЛА ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ И ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА

В рассмотренных выше миграционных тепломеханических процессах предполагалось, что миграционные частицы теплоносителя всех каналов приходной миграции в течение всего процесса имеют тот же химический состав, что и рабочее тело.

Если это условие принять невозможно, то необходимо ввести учет изменения химического состава рабочего тела и соответственно учет изменения значений отношения теплоемкостей k и газовой постоянной R .

Для случая, когда при переменном составе внутри рабочего тела не происходит химических реакций, уравнение энергобаланса остается без изменения.

Если принять в основу данной задачи энергетический вариант расчетных уравнений, то с учетом необходимых дополнений будем иметь

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \Sigma \Pi_k G_k - k u G - p \frac{dW}{dt}, \quad (111)$$

$$p = (k - 1) \frac{U}{W}, \quad (102)$$

$$\frac{dj_i}{dt} = G_i - g_i G, \quad (112)$$

где

$$j = \Sigma j_i; \quad g_i = \frac{it}{j}; \quad u = \frac{U}{j}; \quad k = \frac{C_p}{C_w} = \frac{\Sigma g_i C_{pi}}{\Sigma g_i C_{wi}};$$

$$R = \Sigma g_i R_i;$$

- G_i — секундный весовой приход i -го компонента по всем каналам приходной миграции;
 $\sum \Pi_k G_k$ — суммарная приходная миграция энергии;
 G — секундный весовой расход по всем каналам расходной миграции (зависит от величины κ);
 $\kappa_i G$ — суммарная расходная миграция энергии;
 j_i — вес i -го компонента газовой смеси рабочего тела;
 g_i — весовая концентрация i -го компонента;
 R_i — газовая постоянная i -го компонента;
 κ, R — отношение теплоемкостей и газовая постоянная газовой смеси рабочего тела;
 $\sum G_i = \sum G_k$ — секундный весовой приход по всем компонентам равняется общему секунднему весовому приходу по всем каналам приходной миграции.

РАСЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ТЕПЛОМЕХАНИЧЕСКОГО ТЕЛА ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ С МИГРАЦИОННЫМ И ХИМИЧЕСКИМ ИЗМЕНЕНИЕМ ЕГО СОСТАВА

Выше был рассмотрен случай, когда состав тепломеханического тела изменялся без химических превращений, т. е. вызывался только миграцией вещества. В этом случае изменение состава тела является результатом смешения поступающих компонентов с ранее образовавшейся смесью. При таком смешении никакого тепловыделения не происходит и изменение внутренней энергии тела за элементарный интервал процесса, обусловленное указанным процессом смешения, равно внутренней энергии элементарных количеств компонентов, присоединившихся к телу.

Если в пределах тепломеханического тела между некоторыми ее компонентами происходят химические реакции или фазовые переходы, сопровождающиеся тепловыми эффектами, то в выражение закона сохранения энергии необходимо дополнительно ввести соответствующие члены

$$dQ_M + dQ = dU + dL + dL_M + \sum \mu_{pi} dY_{pi}, \quad (113)$$

где

μ — химический потенциал;
 dY — элементарные изменения количества компонентов, участвующих в химических превращениях.

Энергия, которой обладают компоненты перед их присоединением к телу, учитывается в соответствующих слагаемых, входящих в dQ_M . Тепловой эффект, являющийся результатом химических превращений между некоторыми компонентами, присоединившимися к телу, выражается суммой дополнительных членов, число которых равно числу компонентов, участвующих в химических превращениях. Распределение внутреннего энергoвоздей-

ствия по соответствующим приращениям компонентов определяется значениями химических потенциалов.

Необходимо отметить, что расчет изменения состояния тела в целом при наличии в нем химических превращений возможен только при условии, если давление и температура компонентов перед химической реакцией и после нее могут быть приняты равными давлению и температуре тела.

Кроме того, относительно понятия химического потенциала необходимо иметь в виду следующее замечание:

«Мы не умеем измерять его, подобно температуре, давлению... Он играет весьма важную роль в теоретической обработке вопроса, но мы стремимся не вводить его в конечные уравнения, приложимые к опыту»*.

Исходя из изложенных замечаний, представляется целесообразным тепловые эффекты, вызванные химическими превращениями, рассматривать в качестве внешних энергетических воздействий, а соответствующие химические превращения считать происходящими вне тепломеханического процесса.

* Партингтон, Раковский. Курс химической термодинамики. М., 1932.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	3
Идеальный тепловой двигатель	4
Миграция теплоносителя. Реальный тепловой двигатель	5
Характеристика некоторых методов термодинамического расчета тепломиграционных двигателей	7
О развитии анализа изменения состояния рабочего тела переменной массы	11
I. Тепловая миграция	
1. Несводимость воздействия миграции теплоносителя к воздейст- виям теплового контакта и контурной деформации	14
2. Адиабатический парадокс	16
3. Изотермический парадокс	17
4. Явления тепловой миграции	19
5. Явление миграционной деформации	21
6. Явление миграционной теплопередачи	25
7. Явление квазиконтактной теплопередачи	28
8. Соотношение между миграционным теплообменом и миграционной работой	30
II. Расширенные концепции теплоты, работы и рабочего тела	
1. Расширенная концепция теплоты	32
2. Расширенная концепция работы	34
3. Расширенная концепция рабочего тела	36
4. Значение расширенных концепций теплоты, работы и рабочего тела	39
III. Основной закон термодинамики тела переменной массы	
1. Внутренняя энергия рабочего тела	41
2. Тепловые воздействия рабочего тела	43
3. Механические воздействия рабочего тела	45
4. Основной закон термодинамики тела переменной массы	46
5. Энергетические степени свободы рабочего тела переменной массы	48
IV. Закон изменения состояния тела переменной массы	
1. Исходные условия	50
2. Уравнение состояния рабочего вещества и рабочего тела	52
3. Канонические уравнения миграционного тепломеханического про- цесса	55
4. Показатель миграционного тепломеханического процесса	56
5. Тепловая миграция и обратимость тепломеханического процесса	57
6. Тепловая миграция и принцип существования энтропии	58
7. Принцип корреляции	60

8. О числе независимых переменных процесса	63
9. Об искажении закона изменения состояния тела при отождествлении тепловой миграции с тепловым контактом	64
10. Объяснение адиабатического и изотермического парадоксов	66
11. Закон изменения состояния тела переменной массы	68

V. Закон действия реального теплового двигателя

1. Механический принцип условий превращения тепла в работу	69
2. Механический принцип эффективности превращения тепла в работу	71
3. Оценка работоспособности тепла по энтропии рабочего вещества	73
4. Принципиальная возможность создания теплового двигателя с одним источником тепла	74
5. Закон действия реального теплового двигателя	79

Приложение

Термический вариант расчетных уравнений миграционного тепло-механического процесса	80
Энергетический вариант расчетных уравнений миграционного тепло-механического процесса	81
Калорический вариант расчетных уравнений миграционного тепло-механического процесса	82
Стационарные миграционные тепломеханические процессы	82
Расчет изменения состояния тепломеханического тела переменной массы и переменного состава	83
Расчет изменения состояния тепломеханического тела переменной массы с миграционным и химическим изменением его состава	84

Мамонтов Михаил Алексеевич

**ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ ТЕЛА
ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ**

Редактор *А. М. Атласов*
Корректор *И. А. Острякова*

Сдано в набор 20 марта 1970 г. Подписано к печати 16 июля 1970 г. Формат 60×90¹/₁₆. Печ. л. 5,5. Уч.-изд. л. 5,47. Тираж 1000. Заказ 202. ЦП 06256. Цена 27 коп.

Приокское книжное издательство,
Тула, ул. Каминского, 33.

Тульская типография Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР,
г. Тула, проспект им. В. И. Ленина, 109.