

Доцент Ю. Н. СОКОЛОВ.

Кафедра термодинамики Томского индустриального института.

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ.

„От живого созерцания к абстрактному мышлению и от него к практике,— таков диалектический путь познания истины, познания объективной реальности“
Ленин.

Техническая термодинамика является одной из наиболее трудно усваиваемых теоретических дисциплин ВТУЗ'а. Трудности усвоения ее объясняются с одной стороны абстрактностью ряда понятий, с которыми здесь приходится оперировать (квазистатический процесс, абсолютная шкала температур, энтропия и т. п.), а с другой—тем обстоятельством, что студент, приступая к изучению термодинамики, в большинстве случаев не имеет еще представления о тех теплотехнических агрегатах, ключ к правильному пониманию происходящих процессов в которых и должна дать термодинамика. Это обстоятельство налагает особую ответственность на ведущего данный предмет педагога, от которого требуется чуткое понимание аудитории.

Абстрактное мышление, с которым приходится иметь дело при изучении основных вопросов термодинамики, вызывает наибольшие затруднения у студентов. Сама термодинамика в целом является этапом абстрактного мышления в ряде предметов теплоэнергетического цикла, и с этой точки зрения ей, быть может, следовало бы предпослать краткий описательный курс основ теплотехники. Вопрос этот, однако, касается уже самого учебного плана и здесь не подлежит обсуждению. Здесь мы считаем необходимым лишь подчеркнуть значение четкого и правильного выделения трех этапов познания истины: живого созерцания, абстрактного мышления и приложения его результатов к конкретной действительности при изложении как курса термодинамики в целом, так и отдельных его основных вопросов.

Не следует упускать из вида, что ряд вопросов, кажущихся педагогу-теплотехнику элементарно очевидными, для студента могут оставаться совершенно неясными. Это создает пробел в основных трех этапах его мышления и существенно затрудняет понимание того основного, чему в данном случае уделяется особое внимание.

Касаясь значения курса технической термодинамики, необходимо отметить, что если для не специалистов (не теплотехников) он является, до известной степени, общеобразовательной дисциплиной, то для теплотехника (в учебном плане теплоэнергетической специальности он не без основания и назван „Теоретические основы теплотехники“) курс термодинамики должен дать методические основы всей его дальнейшей работы и должен обеспечить подготовку к разрешению любых теплотехнических вопросов, связанных с анализом и реконструкцией существующих тепловых процессов и с постановкой проблем научно-исследовательского порядка.

I. Последовательность изложения материала.

Переходя к конкретным задачам методики преподавания термодинамики, мы прежде всего сталкиваемся с вопросом о последовательности изложе-

ния материала. Эта последовательность при изложении термодинамики приобретает особо важное значение как благодаря упомянутым трудностям усвоения ряда вопросов, так и по той причине, что сама история развития этой науки не всегда шла в достаточной последовательности. (Вспомним хотя бы, что работы Карно над исследованием к. п. д. теплового цикла были проведены задолго до четкого понимания и провозглашения принципа сохранения энергии).

Правильно избранная и хорошо продуманная система изложения обеспечивает с одной стороны хорошую усвояемость курса, оставив слушателям логически стройный и целостный материал, а с другой — позволит самому лектору справиться с зачастую нелегкой задачей дать в жестко отведенном габарите времени обширный программный материал при наиболее широком и теоретически высоком его освещении.

В большинстве ВУЗ'ов и почти во всех существующих учебниках термодинамики принята следующая, ставшая, так сказать, классической, схема изложения курса:

1. Основные газовые законы.
2. Первое начало.
3. Процессы изменения состояния газов.
4. Циклы газовых машин (в том числе цикл Карно).
5. Абсолютная шкала температур и второе начало.
6. Энтропийные диаграммы.
7. Основные свойства паров.
8. Процессы изменения состояния пара.
9. Циклы паросиловых установок.
10. Истечение, торможение и др.

Такая схема утвердилась, очевидно, в силу специфических особенностей развития самой науки и некоторых ее основных вопросов (в особенности — второго начала). Работами Клаузиуса, Томсона и ряда последующих авторов, понятие об энтропии вводится не иначе, как по рассмотрении цикла Карно, и это ставит перед необходимостью предпослать изложению второго начала все газовые законы и процессы изменения состояния газов. Между тем приведенная схема, с нашей точки зрения, обладает рядом существенных логических и методических недостатков, основными из которых являются следующие:

а) Вся система изложения не обладает логической стройностью; неизбежны неоднократные переходы от общих вопросов (основные законы) к частным (газовые процессы) и обратно.

б) Прикладная часть (газовые процессы и циклы) не может излагаться при использовании всего современного аппарата изучения термодинамических вопросов ($T-S$ диаграмма еще неизвестна).

в) Упомянутые переходы от частных вопросов к общим и обратно затрудняют четкое понимание принципиального различия в методах термодинамического анализа процессов совершенных (газы) и несовершенных (пары) термодинамических агентов¹⁾.

г) Понятие „абсолютная температура“²⁾ приходится вводить до изложения второго начала, и это еще более затрудняет усвоение этого абстрактного понятия.

д) Основной метод технической термодинамики — тепловая (энтропийная) диаграмма неизбежно относится на самый конец раздела — „газы“

¹⁾ Практика показывает, что студент (даже „сильный“) зачастую не имеет ясного представления — какое из основных соотношений применимо лишь для газов, а какое для всех случаев, т. е. и для паров.

²⁾ Хотя и просто, как $t + 273$,

и, вполне естественно, этот метод, с точки зрения впервые изучающего термодинамику, приобретает значение некоторого надуманного привеска.

Мы отстаиваем следующую, опробованную многолетним опытом Томского индустриального института, схему изложения курса термодинамики:

I. Основные законы.

1. Тепловое состояние тел. Теплоемкость.
2. Первое начало термодинамики (в т. ч. понятие о квазистатических и нестатических процессах, введение величины „энтальпия“, связь между ней и внутренней энергией и т. д.).
3. Второе начало термодинамики (в т. ч. общие сведения о $T-S$ диаграмме, анализ круговых процессов с иллюстрациями в тепловой диаграмме, цикл Карно¹⁾ и понятие об абсолютной шкале температур).

II. Газы.

1. Основные свойства идеальных газов.
2. Процессы изменения состояния газов (с параллельной иллюстрацией в $P-V$ и $T-S$ координатных системах).
3. Теоретические циклы газовых машин.

III. Пары.

1. Основные свойства паров (подчеркивается неприменимость ряда „газовых“ соотношений).
 2. Процессы изменения состояния пара (влажного и перегретого параллельно).
- Теоретические циклы паросиловых установок.

IV. Общая часть.

1. Влажный воздух.
2. Истечение газов и паров.
3. Торможение газов и паров.
4. Смешение газов и паров.

Преимущество такой схемы мы видим прежде всего в ее логической стройности и в четком разделении общих и частных вопросов, что обеспечивает правильное понимание границ применимости тех или иных соотношений.

Кроме того понятие „энтропия“, вводимое при изложении 2-го начала, здесь сразу же облекается его практической применимостью ($T-S$ диаграмма), что предотвращает от обычных при первом знакомстве с термодинамикой заключений о „надуманности“ (а, следовательно, и „никчемности“) этой величины.

Нельзя, наконец, упускать из вида и то обстоятельство, что изучение газовых процессов при одновременном и параллельном иллюстрировании их $T-S$ диаграммой вносит ряд преимуществ с точки зрения наглядности, упрощения изложения²⁾ и сокращения общего расхода времени. (Повторное изложение газовых процессов при независимых переменных T и S неизбежно связывается с возвращениями к предыдущему материалу, а, следовательно, и с потерей времени).

¹⁾ также в $T-S$ координатах.

²⁾ Например, вывод уравнения адиабаты при $C_v = \text{Const}$ может быть дан чрезвычайно просто, исходя из общего соотношения $S = f(p, v)$.

Вполне понятно, что обеспечить выполнение предлагаемой схемы не так легко, как это может показаться на первый взгляд, чем, очевидно, и объясняется направление большинства авторов иным, менее трудным, но, с нашей точки зрения, далеко не наиболее рациональным путем. Трудности, с которыми здесь приходится сталкиваться, заключаются прежде всего в методике изложения 2-го начала и во введении понятия „абсолютная температура“ вне связи с законами идеальных газов. Ниже мы рассмотрим этот вопрос более подробно; здесь же лишь заметим, что не исключается возможность простого постулирования выражения $dQ = T \cdot dS$ на основе аналогий с иными видами энергии¹⁾ (что мы и допускаем для малых по объему отводимых учебным планом часов курсов) и что на основе работ Шиллера, Каратеодори, Афанасьевой-Эренфест и др. строго математический вывод этого выражения может быть дан совершенно независимо от свойств идеальных газов:

Нельзя, разумеется, обойти молчанием и то обстоятельство, что применение предлагаемой системы изложения курса может дать положительный результат лишь при глубокой продуманности внутренней связи отдельных вопросов курса и при соответствующей их методической подготовке.

2. Методика изложения основных вопросов.

Объем настоящей работы не позволяет осветить методические особенности всех предусматриваемых нормальной программой курса термодинамики вопросов. Здесь мы остановимся лишь на некоторых отдельных вопросах, вызывающих наибольшие затруднения при их изучении или имеющих особый интерес с точки зрения их прикладного значения.

Первое начало термодинамики, по крайней мере, в узком понимании этого вопроса, обычно не встречает серьезных затруднений со стороны изучающего, однако, под общим заголовком „Первое начало“ зачастую приходится затрагивать ряд смежных вопросов, четкое уяснение которых является весьма важным с точки зрения подготовки к освоению последующих вопросов курса и в первую очередь—второго начала термодинамики.

Изложение первого начала обычно начинают с принципа эквивалентности и установления связи между теплом и работой ($dQ = A \cdot dL$). Сам по себе этот вопрос не может вызвать затруднений методического порядка. Однако, следует иметь в виду, что, исходя из зависимости $dQ = AdL$, впервые знакомящийся с термодинамикой обычно получает тенденцию применять ее ко всем случаям практики, совершенно не считаясь с возможностью иных (помимо работы) статей расхода энергии. Это обстоятельство заставляет с особым вниманием отнестись к тому приему, который применяет при формулировке первого начала A. Lande:

„Возникает вопрос о формулировке первого основного закона (закона сохранения энергии) без применения понятия количество тепла; в большинстве случаев последнее следует определять обратно, исходя из первого закона, введением понятия количество энергии²⁾).

Мы считаем такой подход с методической точки зрения наиболее удачным. Необходимо лишь обратить особое внимание не только на самую формулировку первого закона, но и на четкое представление всех связанных с этим законом понятий, из которых наибольшие затруднения может вызывать определение внутренней энергии тела.

¹⁾ как, например, и делает это проф. В. Шюле (В. Шюле. Техническая термодинамика. Т. I, кн. 1).

²⁾ A. Lande. Axiomatische Begründung der Thermodynamik durch Caratheodory. „Handbuch d. Physik“. 9. 1926.

Традиционным здесь следует считать подход к представлению о внутренней энергии тела с точки зрения молекулярно-кинетической гипотезы. Мы полагаем, что техническая термодинамика, как чисто опытная наука, может быть совершенно свободной от всяких гипотез и кинетическая теория в ней должна применяться лишь с целью пояснения (и подтверждения) устанавливаемых экспериментальным путем положений.

Таким образом оказывается весьма желательным давать представление о внутренней энергии тела, исходя, прежде всего, из известных из повседневного опыта термодинамических процессов. Это вполне возможно осуществить путем рассмотрения адиабатического и изохорического процессов на каких-либо простейших примерах, причем введение самой терминологии (адиабата, изохора) здесь вовсе еще не является необходимым. Рассматривая адиабатический процесс, мы констатируем, что совершаемая телом внешняя работа расходуется на увеличение его внутренней энергии и, наоборот, тело в состоянии производить внешнюю работу лишь за счет запаса своей внутренней энергии. Рассмотрение изохорического процесса ($dL = 0$) позволяет, наоборот, охарактеризовать изменение внутренней энергии тела за счет внешнего теплообмена. Такой прием разъяснения понятия "внутренняя энергия" мы считаем наиболее соответствующим его термодинамическому смыслу, отнимающим минимум времени, обеспечивающим в то же время наиболее четкое уяснение смысла этой величины и, наконец, позволяющим легко перейти к установлению единиц измерения внутренней энергии.

Получение основного выражения первого начала $dQ = dU + AdL$ путем обычного составления баланса всех возможных видов энергии, участвующих в термодинамическом процессе рассматриваемого тела (вплоть до кинетической и потенциальной энергии внешних тел, как это делает, напр., проф. Брандт) и последующего отбрасывания всех "лишних" членов полученного уравнения, мы считаем методически нецелесообразным, т. к. такой прием, естественно, создает впечатление искусственности, а "ненужные" члены уравнения не находят применения и в дальнейшем изложении курса.

Значительно более удобным оказывается подход к получению аналитических выражений первого начала путем классификации возможных термодинамических процессов. Разделяя процессы по энергетическим признакам, легко от частных случаев ($dQ = 0$; $dV = 0$; $dL = 0$) подойти к общему ($dQ \neq 0$; $dU \neq 0$; $dL \neq 0$) и дать для него общее аналитическое выражение первого начала для любого (квазистатического или нестатического) процесса, как $dQ = dU + A.dL$. Разделение процессов по скорости их протекания приводит к понятию о квазистатичности (необратимости), к определению работы как $dL = p.dv$ и к уравнению первого начала для квазистатических процессов, как $dQ = dU + Ap.dv$.

Рассматривая, наконец, круговые процессы (циклы) и применяя к такому принцип сохранения энергии, легко получить обычное выражение баланса энергии идеального цикла, как $Q_1 = AL + Q_2$, которое также может считаться аналитическим выражением первого начала для круговых процессов. Только эти три выражения первого начала имеют практическое значение в технической термодинамике и на правильное понимание их должно обращать особое внимание.

Выводя выражение $dL = p.dv$, следует особо подчеркнуть различие между работой преодоления внешних сил и работой сил внутренних (при нестатических процессах) и, на основе сопоставления работы внешних сил при нестатических расширении и сжатии, показать необратимость нестатических процессов.

Правильному пониманию роли квазистатических процессов в термодинамическом анализе, как необходимой абстракции, также должно

быть уделено особое внимание, ибо совмещение указания о нестатичности реальных процессов с преимущественным изучением в термодинамике лишь квазистатических процессов, в большинстве случаев, вызывает вполне понятное недоумение.

Вводя понятие о круговом процессе, следует непременно оттенить то обстоятельство, что при квазистатическом процессе для любой (x) характеристики состояния $\int dx = 0$, а для характеристик процесса Q и L , в общем виде — r , равенство $\int dr = 0$ совершенно не обязательно.

Развивать теорию дифференциальных уравнений в курсе технической термодинамики мы не считаем необходимым; однако там, где они облегчают изложение имеющих существенное практическое применение вопросов, избегать дифференциальных выражений не следует. Так, сразу по изложении основных вопросов первого начала, мы считаем целесообразным дать выражения $C_v = \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_v$ и $C_p = \left(\frac{\partial i}{\partial t}\right)_p$, ибо пользование ими в дальнейшем (опыт Джауля и т. п.) приносит значительные упрощения, а при изложении вопроса о построении тепловых диаграмм мы применяем и другие необходимые дифференциальные связи, давая их вывод по мере надобности.

Если вывод уравнения второго начала $dQ = TdS$, в соответствии с отстаиваемой нами схемой изложения курса, решено дать методом отыскания интегрирующего делителя тепловой энергии (см. ниже), уже при изложении первого начала следует особо остановиться на возможности выражения всех термодинамических величин в виде:

$$dZ = X \cdot dx + Y \cdot dy,$$

где $X = f(x, y)$ и $Y = \varphi(x, y)$ (уравнения Pfaff'a), подчеркнув то обстоятельство, что dZ может и не быть полным дифференциалом.

Введение энтальпии (теплосодержания), как новой характеристики состояния чисто математически ($i = U + Apv$) не представляет никаких затруднений; однако, такой подход к этому вопросу, естественно, вызывает сомнения в необходимости и прикладном значении этой величины. Практическая целесообразность замены U через i могла бы быть показана в самом процессе вывода выражения $dQ = X \cdot dt + Y \cdot dp$. Громоздкость этого метода, однако, вряд ли может быть оправдана стремлением показать значение характеристики i , почему мы считаем методически более правильным принимать $i = U + Apv$ просто, как определение, тут же давая графическое представление величин $\int_1^2 p \cdot dv$ и $\int_1^2 v \cdot dp$ и а priori, указывая на значение величины vdp в термодинамике (компрессоры, истечение). Это и будет служить необходимым с методической точки зрения обоснованием введения новой характеристики состояния i .

Второе начало термодинамики бесспорно является труднейшим, с методической точки зрения, разделом курса. Принимаемая нами система изложения программы в целом, приводящая к отказу от „классических“ приемов изложения второго начала, делает методическую подготовку изложения этого вопроса еще более ответственной.

Работы Saratheodory, Афанасьевой-Эренфест и др. в том виде, как они даны автором, разумеется, не могут быть преподносимы студенческой аудитории в обычном габарите времени. Тем не менее, кафедра термодинамики Томского индустриального института (по инициативе и под руководством ее руководителя и. о. проф. Г. И. Фукс) уже в течении ряда лет практикует вывод основного уравнения второго начала путем доказательства существования интегрирующего делителя тепловой энергии.

Рядом методических мероприятий здесь удается получить не слишком громоздкую теорию, могущую быть изложенной в 4—5 лекционных часов (все второе начало занимает 8—12 лекционных часов).

Сущность применяемого метода и логическая связь отдельных заключений дается в разработанной автором „Логической схеме теоретических обоснований второго начала“ (табл. 1), при внимательном рассмотрении

ЛОГИЧЕСКАЯ СХЕМА

ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ОБОСНОВАНИЙ ВТОРОГО НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМИКИ.

ЦЕЛЕВАЯ УСТАНОВКА — ДОКАЗАТЬ СУЩЕСТВОВАНИЕ ФАКТОРОВ T И S ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ И ИССЛЕДОВАТЬ ИХ СВОЙСТВА.

№	РАССМАТРИВАЕТСЯ	ПОЛУЧАЕТСЯ	ОТКУДА СЛЕДУЕТ, ЧТО	ПРИМЕЧАНИЕ
1	Термическое равновесие системы тел $t_1 = t_2 = \dots = t_n = t$	$dQ_i = X_i dt + Y_i dU_i$ $f(p_i, U_i, t) = 0$	из независимых переменных $n-1$ зависимых — — — — — n	
2	Теплообмен в такой системе	$dQ = X dt + \sum Y_i dU_i$	см. ниже	
3	Адиабатический квазистатический процесс в такой системе	$X dt + \sum Y_i dU_i = 0; f(p, U, t) = 0$	из независимых переменных n зависимых — — — — — $n-1$	
4	Возможность протекания такого процесса	Произвольному значению δ перемещений (U_i, U_j) должно соответствовать определенное значение $n+1$ -ой переменной f	должно существовать уравнение вида $F(t, U_1, U_2, \dots, U_n) = \delta$	как интеграл уравнения № 3
5	Адиабатические квазистат. процессы и квазиадиабатические	при $dQ = 0 \Rightarrow \delta = \text{const.}$ при $dQ \neq 0 \Rightarrow \delta = F(U_1, U_2, \dots, U_n, t)$	$d\delta = \frac{\partial \delta}{\partial t} dt + \sum \frac{\partial \delta}{\partial U_i} dU_i = 0$	$d\delta = 0$ при адиабатическом процессе
6	Совместное существование уравнений: а. $X dt + \sum Y_i dU_i = 0$ б. $\frac{\partial \delta}{\partial t} dt + \sum \frac{\partial \delta}{\partial U_i} dU_i = 0$	$X = T \frac{\partial \delta}{\partial t}; Y_i = T \frac{\partial \delta}{\partial U_i}$ где $T = \Phi(t, U_1, U_2, \dots, U_n)$	$dQ = T d\delta$ T — интегрирующий множитель	для любого процесса
7	Выражение dQ через T и $d\delta$ для всей системы и для каждого тела	$dQ = T d\delta; dQ_i = T_i d\delta_i$	$dQ = \sum T_i d\delta_i$	
8	Замеча U_i через δ_i в выражении $\delta = F(t, U_1, U_2, \dots, U_n)$ и в выражении $T = \Phi(t, U_1, U_2, \dots, U_n)$	$U_i = \Phi_i(t, \delta_i)$	$\delta = f(t, \delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n)$ $T = \Phi(t) \Psi(\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n)$ $T = \Phi_i(t) \Psi(\delta_i)$	разложение T на множители следует из п. 9
9	$d\delta = \sum \Psi_i d\delta_i$ или полный дифференциал от $\delta = f(t, \delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n)$	$\frac{\partial \delta}{\partial t} = 0$ $\frac{\partial \delta}{\partial \delta_i} = \frac{\Psi_i(t) \Psi_j(\delta_j)}{\Phi(t) \Psi(\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n)}$	$\delta = f(\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n)$ $\Phi_i(t) = \Phi_2(t) = \dots = \Phi_n(t) = T$	T — от T не зависит, или $\Phi(t) = T$ универсальная функция температуры
10	$T d\delta = \sum T_i d\delta_i$ при замене U_i через δ_i	$T d\delta = T \Psi(\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n) d\delta = T \Psi_1(\delta_1) d\delta_1 + T \Psi_2(\delta_2) d\delta_2 + \dots + T \Psi_n(\delta_n) d\delta_n$	$T d\delta = T dS = \sum T dS_i$ где $S = f(\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n)$	S — особая функция характеристик состояния ш. энтропия
11	Свойства функции T	$T = \Phi(t)$ одинакова для всех тел	T — температура, измеренная универсальным способом — абсолютная T -ра	способ ее измерения в следующем разделе
12	Свойства функции S	$dS = dS_1 + dS_2 + \dots + dS_n$	$S = S_1 + S_2 + \dots + S_n$ (энтропия системы равна сумме энтропий составляющих тел)	
13	Замена $T d\delta$ через $T dS$ для dQ системы и отдельных тел	$dQ = T dS$ где dS — полный дифференциал от $S = f(\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n)$	dQ — полный дифференциал, T — интегрирующий множитель тепловой энергии	для данного процесса от 1 до 2 $\Delta S = \int \frac{dQ}{T}$

Табл. I.

которой не трудно заметить, что мы постулируем на принцип адиабатической недостижимости Каратеодори, а постулат Шиллера, который мы формулируем так:

„Если при протекании квазистатического процесса в адиабатической системе n тел, находящихся в термическом равновесии, n характеристик состояния возвратились к первоначальному значению, $n+1$ -ая характеристика также принимает свое первоначальное значение“.

Основным методическим вопросом при этом является задача показать очевидность этого положения. Автор считает наиболее целесообразным применять здесь следующие рассуждения:

1) Рассматривается система тел (для простоты только 2-х) в адиабатической оболочке, разделенных неподвижной диатермической стенкой.

2) Исследуется изменение характеристик состояния (p, v, t) и энергетических характеристик ($Q, AL, \Delta U$) каждого тела при механическом воздействии на одно из них, откуда делается вывод о возможности протекания квазистатического процесса в адиабатической системе тел, находящейся в термическом равновесии.

3) Исследованием изменения характеристик состояния рассматриваемой системы при обратном направлении процесса показывается, что, если тела

заняли свой первоначальный объем, каждое из них приобретает свою первоначальную температуру, после чего постулат Шиллера становится очевидным.

Наиболее трудным для освоения местом предлагаемой схемы является замена переменных с целью получения нового интегрирующего делителя $T = \varphi(\tau)$ вместо τ . Однако, при соответствующей математической подготовке слушателей это затруднение вполне преодолимо.

Принцип адиабатической недостижимости Каратеодори, при рассмотренном выше методе изложения вопроса, для квазистатических процессов оказывается доказанным; однако, по методическим соображениям мы не считаем нужным провозглашать его до тех пор, пока не оказывается необходимым исследовать вопрос об изменении энтропии адиабатической системы тел. Доказательство ее неизменности при квазистатических процессах не представляет никаких затруднений, если исходить из выражений $dQ = T \cdot dS$ и $dS = \sum dS_i$; рассмотрение же вопроса об изменении энтропии системы при нестатических процессах требует распространения принципа адиабатической недостижимости на нестатические процессы, что легко может быть принято как постулат. При этом условии легко доказывается, возможность лишь одностороннего изменения энтропии при нестатических процессах (не обязательно лишь возрастания, а либо только возрастания, либо только уменьшения) в адиабатической системе, и на простейшем примере передачи тепла от горячего тела к холодному показывается, что в условиях обычного круга явлений энтропия системы рассматриваемых тел должна возрастать.

При такой постановке вопроса ошибки идеалистических толкований второго начала становятся очевидными и материалистическое понимание сущности второго начала может быть легко объяснено, причем вся трактовка второго начала становится вполне соответствующей гениальным предсказаниям Энгельса¹⁾ о существовании явлений, где так называемые (в термодинамике) положительные и отрицательные процессы меняются ролями. Остается лишь оттенить необходимость давать натурфилософское толкование сущности второго начала на основе критики идеалистических заключений, что при указанной выше постановке вопроса оказывается легко осуществимым.

В соответствии с изложенным выше, мы предлагаем следующий развернутый план изложения первого и второго начала, который без особого затруднения может быть реализован в 16—20 лекционных часов:

Первое начало термодинамики.

1. Общие понятия.
 - а) Принцип сохранения энергии.
 - б) Теплота, как один из видов энергии.
 - в) Единицы измерения тепла и работы.
 - г) Термический эквивалент работы.
 - д) Внутренняя энергия тела.
2. Термодинамические процессы и аналитическое выражение первого начала.
 - а) Классификация процессов по энергетическим признакам и общий вид аналитического выражения I закона.
 - б) Классификация процессов по скорости их протекания, работа при нестатических и квазистатических процессах и выражение I закона для последних.

¹⁾ Энгельс. Старое введение к „Диалектике природы“.

в) Круговые процессы (циклы) и выражение I закона для идеального цикла теплового двигателя.

3. Энтальпия—новая характеристика состояния.

а) Математическое определение.

б) Второй вид аналитического выражения I начала.

4. Простейшие дифференциальные уравнения, вытекающие из I начала.

а) Вывод $\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v = C_v$ и $\left(\frac{\partial i}{\partial t}\right)_p = C_p$.

б) О значении выражений вида $dZ = Xdx + Ydy$ в термодинамике.

Второе начало термодинамики.

1. Общие понятия.

а) Первое и второе начало—количественная и качественная оценка различных видов энергии.

б) Положительные и отрицательные процессы, неравноценность отдельных видов энергии.

2. Теоретические обоснования II начала для квазистатических процессов.

а) Система n тел в термическом равновесии.

б) Уравнения, обуславливающие протекание квазистатических процессов в адиабатической системе.

в) Постулат Шиллера.

г) Интегрирующий делитель тепловой энергии.

д) Замена переменных и переход к новой величине интегрирующего делителя.

е) Исследование свойств факторов T и S тепловой энергии.

ж) Аналогии, поясняющие физический смысл факторов T и S .

3. Тепловые диаграммы.

а) Построение и свойства тепловой диаграммы.

б) Условия непрерывного превращения тепла в работу в тепловых двигателях и к. п. д. идеального цикла.

в) Цикл Карно в $T-S$ диаграмме.

г) Понятие об абсолютной шкале температур.

4. Изменение энтропии системы тел.

а) Неизменность энтропии адиабатической системы тел при квазистатических процессах.

б) Принцип адиабатической недостижимости Каратеодори.

в) Одностороннее изменение энтропии при нестатических процессах в адиабатической системе.

г) Необратимость нестатических процессов.

д) Выводы натурфилософского порядка и технические следствия, вытекающие из второго начала.

Процессы изменения состояния совершенных газов не могут быть отнесены к числу методически трудных разделов термодинамики. Здесь, однако, рассматриваются вопросы, имеющие наибольшее прикладное значение, в связи с чем четкое усвоение данного раздела оказывается безусловно необходимым. С этой точки зрения в данном разделе курса должно быть уделено особое внимание созданию такого (методически наиболее правильного) расположения материала, каковое позволит обеспечить наивысший полезный эффект лекционного часа.

Основные газовые законы, определение физических характеристик газовых смесей, внутренняя энергия, энтальпия газов и первое начало для га-

зов ($dQ = C_v dt + A p dv$ и $dQ = C_p dt - A v dp$), естественно, должны быть изложены заранее. Мы считаем, что заранее должны быть установлены также зависимости: $S = f(v, t)$; $S = \varphi(p, t)$ и $S = \psi(p, v)$, что (наряду с общим знакомством с $T-S$ диаграммой) позволит излагать отдельные газовые процессы, иллюстрируя их как $p-v$, так и $T-S$ диаграммой¹⁾.

При изложении процессов изменения состояния особенно чувствуется обилие формул (не сложных и легко получаемых, но различных для каждого из характерных процессов), обычно являющихся основным „камнем преткновения“ для впервые изучающих термодинамику. Сознвая, что единственным способом охватить все эти формулы может служить лишь систематическое упражнение в их применении, мы все же приходим к заключению, что правильная систематизация их может оказать существенную помощь, а следовательно, этой систематизации и должно быть уделено особое внимание.

Подобную систематизацию мы видим, напр., в ряде таблиц, приводимых в пояснениях к разделу „Газы“ задачника Квасникова²⁾. Однако, и такое решение вопроса нас не удовлетворяет, т. к. здесь не проведена параллель между методами определения однотипных величин для каждого из основных характерных процессов. Полное разрешение вопроса систематизации может быть достигнуто, очевидно, лишь составлением сводной таблицы основных формул для всех характерных процессов, подобно тому, как это выполнено автором в табл. II. Применение подобной сводной таблицы автор практиковал в учебной работе ВТУЗ'а, начиная с 1930 г., и практика подтвердила ее методическую целесообразность.

Систематизация формул, естественно, должна отразиться и в самом (лекционном) процессе изложения данного раздела. С этой целью мы считаем необходимым изложение отдельных вопросов:

а) Уравнение $f(p, v) = 0$.

б) Определение конечных характеристик состояния по начальным и заданному характеру процесса.

в) Энергетические характеристики (Q , ΔU , Δi , A) процесса;

г) Уравнение $\varphi(S, T) = 0$ и все вопросы, с ним связанные.

Расположить в определенной и одинаковой при изложении каждого характерного процесса последовательности, сопоставляя по мере возможности получаемые результаты с аналогичными для иных процессов.

Наиболее удобными в отношении такого сопоставления оказываются процессы $V = Const$ и $p = Const$. Они легко (и целесообразно с точки зрения экономии времени) могут быть излагаемы параллельно в полном смысле этого слова, что автор осуществляет путем разделения „классной доски“ на две части.

Процессы изменения состояния газов обычно заканчивают политропическим, как обобщающим³⁾. С этого обобщения (т. е. с установления величины „показателя политропы“ для изохоры, изобары, изотермы и адиабаты, а в дальнейшем—и величины теплоемкости) и следует начинать изложение политропического процесса. Однако здесь необходима особая осторожность в отношении самого определения понятия „политропический процесс“. Определение его, как процесса, при котором некоторая определенная доля тепла превращается в работу, мы считаем архаизмом, оставшимся от тех времен, когда переменность теплоемкости и технической термодинамики вообще не учитывалась. Если распространять это определение и на слу-

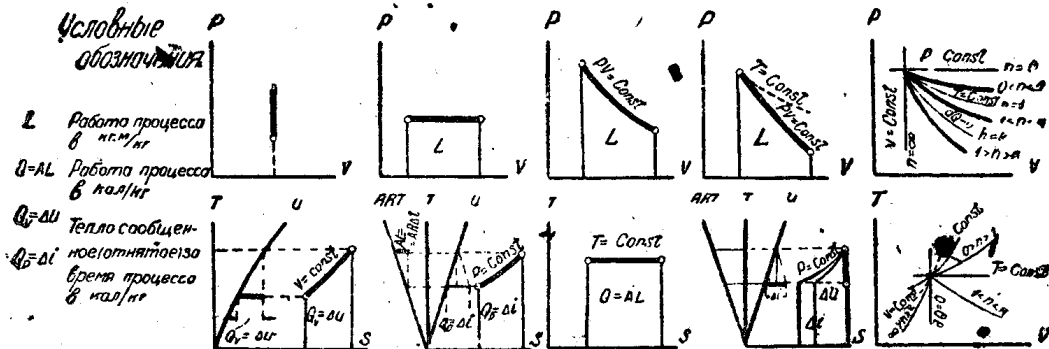
¹⁾ Такой иллюстрации мы придаем особое значение.

²⁾ А. В. Квасников. „Задачи и упражнения по технической термодинамике.“ ОНТИ. 1934.

³⁾ Начинать с политропического процесса и рассматривать все остальные, как его частные случаи, вряд ли будет целесообразно.

чай переменной теплоемкости, мы, естественно, не получим обычного вида уравнения политропы $pV^n = Const$, а между тем как раз этим уравнением и пользуются при практическом разрешении теплотехнических вопросов. Мы

ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ДЛЯ СОВЕРШЕННЫХ ГАЗОВ.



№	Наименование	Изохора	Изобара	Изотерма	Адиабата	Политропа	Рядность
1	Уравнен. проц. в P-V коорд.	$V = Const$	$P = Const$	$PV = Const$	$PV^n = Const$	$PV^n = Const$	-
2	Конечный объем.	$V_2 = V_1 = V$	$V_2 = V_1 \frac{T_2}{T_1}$	$V_2 = V_1 \frac{P_1}{P_2}$	$V_2 = V_1 \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{n}} = V_1 \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{n-1}}$	$V_2 = V_1 \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{n}} = V_1 \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{n-1}}$	$\frac{M^3}{KT}$
3	Конечное давление	$P_2 = P_1 \frac{T_2}{T_1}$	$P_2 = P_1 = P$	$P_2 = P_1 \frac{V_1}{V_2}$	$P_2 = P_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^n = P_1 \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{n}{n-1}}$	$P_2 = P_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^n = P_1 \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{n}{n-1}}$	$\frac{M^2}{KT}$ или $\frac{M^2}{KT}$
4	Конечн. темпера	$T_2 = T_1 \frac{P_2}{P_1}$	$T_2 = T_1 + \frac{V_2 - V_1}{C_V}$	$T_2 = T_1 = T$	$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1}$	$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1}$	$\frac{M^2}{KT}$
4'	тура	$T_2 = T_1 + \frac{Q}{C_V}$	$T_2 = T_1 + \frac{Q}{C_V}$	-	$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}$	$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}$	$\frac{M^2}{KT}$
5	Изменен. внутр. энергии	$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT$ $\Delta U = C_V(T_2 - T_1)$	$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT$ $\Delta U = \frac{Q}{n} = C_V(T_2 - T_1)$	$\Delta U = 0$	$\Delta U = -AL = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT$ $\Delta U = C_V(T_2 - T_1)$	$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT$ $\Delta U = C_V(T_2 - T_1)$	$\frac{M^2}{KT}$
6	Изменение теплосодерж.	$\Delta J = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT$ $\Delta J = nQ = C_p(T_2 - T_1)$	$\Delta J = Q = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT$ $\Delta J = C_p(T_2 - T_1)$	$\Delta J = 0$	$\Delta J = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT$ $\Delta J = -kAL = C_p(T_2 - T_1)$	$\Delta J = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT = du + ARdT$ $\Delta J = C_p(T_2 - T_1) - C_V(T_2 - T_1) + AR(T_2 - T_1)$	$\frac{M^2}{KT}$
7	Работа	$L = 0$	$L = P(V_2 - V_1)$	$L = P_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{P_1 V_1}{n-1} \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{n-1}} - \frac{P_2 V_2}{n-1}$	$L = \frac{1}{n-1} (PV_1 - P_2 V_2) = \frac{AR}{n-1} \left[T_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{n-1}} - T_2 \right]$	$L = \frac{1}{n-1} (PV_1 - P_2 V_2) = \frac{AR}{n-1} \left[T_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{n-1}} - T_2 \right]$	$\frac{M^2}{KT}$
7'	процесса	-	$AL = AR(T_2 - T_1)$	$AL = Q$	$AL = -\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT = Q = (T_2 - T_1) + \frac{2}{n} (T_2^2 - T_1^2)$	$AL = \frac{AR}{n-1} (T_2 - T_1) = \frac{C_V}{n-1} (T_2 - T_1)$ $AL = (C - C_V)AT = C_V \frac{n-1}{n} \Delta T$	$\frac{M^2}{KT}$
8	Тепло сообщен. (отнято)	$Q = \Delta U$	$Q = \Delta J$	$Q = AL$	$Q = 0$	$Q = \Delta U + \Delta E$	$\frac{M^2}{KT}$
8'	за время процесса	$Q = a_1(T_2 - T_1) + \frac{b}{2}(T_2^2 - T_1^2)$ $Q = C_V(T_2 - T_1)$	$Q = a_1(T_2 - T_1) + \frac{b}{2}(T_2^2 - T_1^2)$ $Q = C_p(T_2 - T_1)$	$Q = T\Delta S$	-	$Q = a_1 \frac{R}{n-1} (T_2 - T_1) + \frac{b}{2} (T_2^2 - T_1^2)$ $Q = C_V \frac{n-1}{n} (T_2 - T_1) = \alpha AL$	$\frac{M^2}{KT}$
9	Уравн. процесса в T-S координ.	$S = a \ln T + bT + Const$	$S = a_p \ln T + bT + Const$	$T = Const$	$S = Const$	$S = a \frac{R}{n-1} \ln T + bT + Const$ $S = C_V \frac{n-1}{n} \ln T + Const$	-
10	Изменение энтропии (ΔS)	$\Delta S = a \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1)$	$\Delta S = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1)$	$\Delta S = \frac{AL}{T}$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = a \frac{R}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1)$ $\Delta S = C_V \frac{n-1}{n} \ln \frac{T_2}{T_1}$	$\frac{M^2}{KT}$

Примечание: Уравнен., отмеченные *, справедливы лишь при $C_i = const$

Табл. II.

считаем наиболее целесообразным определять политропический процесс, как подчиняющийся уравнению $pv^n = Const$ ($n = Const$), и быть последовательными в этом определении, сохраняя его и на случай переменной теплоемкости.

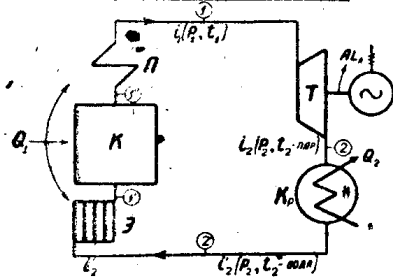
Учет переменной теплоемкости при аналитическом решении вопроса даже при простейших зависимостях $C_v = f(T)$ вообще приводит к весьма громоздким формулам, а следовательно, аналитический метод в этом случае ($C_v \neq Const$) и вообще не должен быть рекомендован. Мы считаем совершенно нецелесообразным даже в „самых специальных“ курсах технической термодинамики заниматься выводами сложных формул (порядка уравнения адиабаты: $pv^k \cdot e^{\frac{b_p v}{u}} = Const$), получающихся при учете зависимости теплоемкости от температуры.

Однако необходимо обращать особое внимание на то, чтобы „пределы применимости“ (только ли при $C_v = Const$ или и при $C_v \neq Const$) отдельных формул были четко освоены. С этой целью мы применяем отнесение формул, пригодных при $C_v = Const$, особым знаком (звездочка в табл. II).

Теоретический цикл паросиловой установки мы рассматриваем здесь, как пример методического разбора вопроса, имеющего непосредственное прикладное значение. Отсутствие элемента „живого созерцания“ у студента, пришедшего в ВУЗ „со школьной скамьи“, в таких вопросах чувствуется особенно остро и восполнить этот пробел, совершенно необходимо. С этой точки зрения мы считаем целесообразным начинать изложение вопроса с разбора теоретической схемы паросиловой установки (см. табл. III), при котором необходимо дать (хотя бы самое общее) понятие о ее основных элементах и процессах в них совершающихся. Тут же следует отметить, в чем заключается „теоретичность“ схемы, т. е. какие потери мы не учитываем и от каких явлений, имеющих место в действительной установке, мы абстрагируемся.

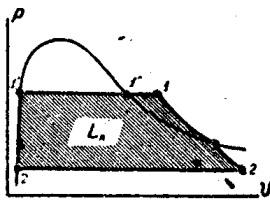
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ЦИКЛ ПАРОСИЛОВОЙ УСТАНОВКИ.

СХЕМА ПАРОСИЛОВОЙ УСТАНОВКИ

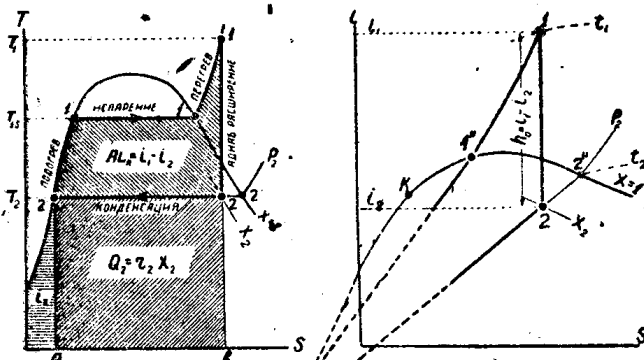


ОБОЗНАЧЕНИЯ

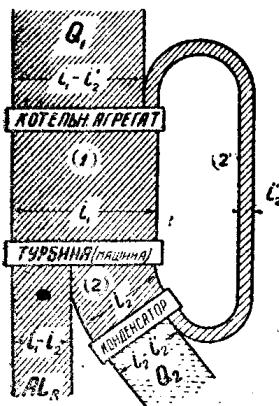
- К - КОТЕЛ
- П - ПЕРЕГРЕВАТЕЛЬ
- Т - ТУРБИНА (МАШИНА)
- Кк - КОНДЕНСАТОР
- Э - ЭКОНОМИЗАТОР (ПОДОГРЕВАТЕЛЬ ВОДЫ)



ЦИКЛЫ В P-v, T-s И i-s КООРД.



ЭНЕРГОБАЛАНС (НА 1 кг H2O)



$$Q_1 = i_1 - i_2 = m \cdot a \cdot 2' - 1' - 1 - 8 - a$$

$$Q_2 = i_2 - i_3 = m \cdot a \cdot 2' - 2 - 8 - a$$

$$AL_R = i_1 - i_2 = m \cdot a \cdot 2' - 1' - 1 - 2 - 2'$$

К. П. Д. ЦИКЛА

$$\eta_R = \frac{AL_R}{Q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2} \approx \frac{i_1 - i_2}{i_1 - t_2}$$

Табл. III.

Поскольку процессы подогрева жидкости, ее испарения, перегрева, адиабатического расширения и конденсации уже изложены ранее, разъяснение отдельных элементов цикла не может представлять затруднений. Наиболее выгоднейшей иллюстрацией здесь является $T-S$ диаграмма, в которой и наносятся (в их действительной последовательности) отдельные элементы цикла. Иметь в то же время перед глазами всей аудитории упомянутую выше схему и согласовывать обозначения (см. табл. III) весьма важно с точки зрения облегчения усвоения.

Замыкание цикла позволяет уже рассматривать энергобаланс теоретической установки. Здесь важно четко установить понятия о „верхнем“ и „нижнем“ источниках тепла и связать эту абстракцию с практикой, указав на основной „источник потерь“ реальной паросиловой установки. $i-S$ диаграмма здесь может рассматриваться лишь с точки зрения „рабочего“ метода определения к. п. д. цикла Рэнкина, но на примере такого определения должно быть подчеркнуто ее практическое значение.

Диаграмму *Sankey* мы считаем целесообразным применять в термодинамике по возможности широко; здесь же она придает особенную наглядность энергобалансу и, следовательно, ее необходимо приводить параллельно рассмотрению этого вопроса.

3. Методика лекций.

Основными методическими вопросами, стоящими перед лектором, мы считаем: что дать? и как дать? Наша точка зрения по первому вопросу частично уже отражена выше. Здесь остается лишь обратить внимание на то обстоятельство, что объемный материал программы всегда должен быть строго увязан с отведенным на изложение курса габаритом времени. Обычной ошибкой начинающего лектора мы считаем стремление дать во что бы то ни стало максимум материала, не считаясь с тем обстоятельством, что это зачастую влечет за собой излишнюю торопливость, нервнует аудиторию и, в результате, настолько снижает усвояемость, что конечный эффект расширения объема изложенного материала получается отрицательным.

Необходимость высокого теоретического уровня ВУЗ'овского курса термодинамики бесспорна, но ей ни в коей мере не должны приноситься в жертву чисто прикладные вопросы.

Разрешение задачи, дать большее и лучшее, следует искать главным образом по линии ответа на вопрос как дать? Здесь, прежде всего, следует отрешиться от всяких ненужных („красивых“) отступлений, и, путем методической продуманности и систематизации намеченного к изложению материала максимально уплотнить лекционный час. Задача эта не легкая. Ее решение во многом зависит от умения и опыта лектора, но здесь именно мы и усматриваем одну из возможностей конкретной рационализации методов работы в учебно-производственном процессе.

Графические иллюстрации имеют важнейшее значение в термодинамике и вопрос о технике их применения на лекции здесь не может быть обойден молчанием. Бесспорно, что расточать лекционное время на вычерчивание на доске сложных диаграмм и выписывание длинных таблиц недопустимо. Однако, термодинамическая схема обычно настолько не сложна, что при умелом ее применении она почти не отнимает добавочного времени у лектора. К демонстрации готовых диаграмм, без параллельного их вычерчивания на доске, следует относиться с известной осторожностью, т. к. в этом случае теряется ценная в методическом отношении возможность концентрировать внимание аудитории на только что нанесенной линии или точке диаграммы; чертежи, так сказать, теряют свою динамич-

ность. Кроме того, как правило, следует считать, что тот графический материал, который не был вычерчен на доске, не успевает быть воспроизведен в студенческих конспектах и, если возможность последующего изучения студентом демонстрируемого на лекции чертежа не обеспечена, это обстоятельство должно уже рассматриваться как отрицательное.

Оптимальной мы считаем такую обстановку, когда лектор располагает демонстрационным чертежом, но сопровождает его демонстрацию вычерчиванием простейшей схемы на доске¹⁾, слушатели же располагают заранее размноженными копиями демонстрационного чертежа, или же им предоставляется возможность воспроизвести эти копии в нелекционное время.

Последняя реформа методов работы высшей школы, перенося центр тяжести на самостоятельную работу студента, не избавляет педагога от обязанности обеспечить максимальную эффективность этой работы. Отсюда содержание лекций не должно ограничиваться лишь голой теорией, а должно указывать пути и методы приложения этой теории к чисто практическим вопросам. С этой точки зрения мы и рассматриваем значение примера на лекции, который, очевидно, совсем не обязательно должен быть цифровым, но несомненно должен давать общий метод разрешения данного вопроса или целой их группы.

Важным с методической точки зрения мы считаем также ясное представление слушателем того логического плана, в соответствии с которым читается лекция. Не говоря о необходимости составления такого плана, с четким подразделением всех рассматриваемых вопросов и указанием их связи и соподчинений, при подготовке к лекции, мы считаем необходимым так или иначе отображать этот план в самом процессе ее изложения.

Элементарная задача о выделении заголовков отдельных рассматриваемых лектором вопросов с этой точки зрения приобретает особое значение. Эти заголовки должны быть оглашаемы до непосредственного изложения затрагиваемого вопроса, т. к. лишь в этом случае слушатель будет иметь ясное представление об основной мысли излагаемого материала.

Оптимальной мы считаем такую обстановку, когда каждый из слушателей до начала лекции получает на руки развернутый план ее содержания; если же это неосуществимо по техническим причинам, то план должен быть заблаговременно вывешиваем для ознакомления интересующихся.

4. Методика практических занятий.

Основной задачей практических занятий по термодинамике, естественно, должно являться овладение методикой применения основных термодинамических положений к разрешению конкретных вопросов теплотехники. Освоение теоретических вопросов курса, вне связи с их применением к вопросам практики, следует считать бесцельным и практически неосуществимым. Практические занятия таким образом должны вылиться в форму упражнений.

Методически правильная организация упражнений должна обеспечить с одной стороны, окончательную ликвидацию пережитков бригадно-лабораторного метода (натаскивание), а с другой — максимальную эффективность использования каждого часа занятий с руководителем, позволяющую последнему передать студентам свой опыт и знания в процессе их самостоя-

¹⁾ При известном навыке это не будет отнимать лишнее время. Последнее расходуется главным образом, на воспроизведение чертежа слушателями, которые при этом зачастую теряют нить мысли лектора, либо просто не успевают занести чертеж в свой конспект.

тельной и активной работы. Это возможно при том условии, что роль руководителя не будет сведена лишь к обязанностям консультанта, в конечном счете пассивным. Активность руководителя должна выражаться в умении правильно учесть обстановку, подметить характерные ошибки и затруднения в самостоятельной работе отдельных студентов и, обобщив их, дать четкую критику применявшихся приемов решения характерных задач, позволяющую установить наиболее удобную и правильную методику разрешения всех основных вопросов данного раздела. Методическая организация упражнений должна обеспечить выполнение этой нелегкой задачи, в связи с чем мы считаем наиболее правильным применение следующей схемы использования часов, отводимых учебным планом для этого вида занятий:

1) Вся группа обслуживаемых данным руководителем студентов решает однотипные¹⁾ задачи, указанные руководителем в соответствии с разработанным заранее конкретным календарным планом занятий.

2) Руководитель обходит студентов, дает индивидуальные указания и замечает характерные ошибки и затруднения.

3) В конце занятий руководитель делает общие указания, носящие характер упомянутой выше критики применявшихся методов самостоятельной работы. Последний этап мы считаем необходимым; однако, он не должен занимать более 10—15% общего бюджета времени упражнений.

5. Самостоятельная работа студента.

В соответствии с реформой высшей школы, проводимой согласно июньскому постановлению СНК и ЦК партии, основной упор должен быть сделан на самостоятельную работу студента. Между тем практика первого семестра 1936/37 уч. года в Томском индустриальном институте показала, что большинство студентов не умеет правильно организовать свою самостоятельную работу и не ведет ее достаточно систематически.

Как правило, часы необязательных занятий в первой половине семестра использовались по меньшей мере недостаточно и лишь за последнее (предэкзаменационное) время активность студенчества значительно повысилась. В этом отношении мы видим основной недочет в реализации постановления партии и правительства как со стороны студенчества, так и со стороны профессорско-преподавательского коллектива ВУЗа.

Систематическая работа над курсом термодинамики особенно необходима благодаря обычным трудностям усвоения этой дисциплины, и основной задачей педагога (как лектора, так и руководителя практических занятий) здесь следует признать развитие в студенческих массах сознания о необходимости систематической и повседневной работы над курсом, а также—помощь в отыскании правильных и наиболее эффективных приемов самостоятельной работы.

Известная помощь должна быть оказана и в планировании самостоятельной работы студента на протяжении всего семестра и, с этой точки зрения, практика выдачи домашних заданий с указанием срока их выполнения должна заслуживать особое внимание.

Повышение активности в использовании необязательных часов мы считаем возможным достигнуть путем внесения элемента плановости и в эту часть работы. Наряду с обычными консультациями, на которых в большинстве случаев инициатива принадлежит пришедшему для получения консультации студенту, мы считаем необходимым (особенно в начале се-

¹⁾ Однотипность задач, решаемых на данных занятиях, необходима, т. к. лишь в этом случае руководитель будет иметь возможность сделать отмеченные ниже общие указания.

местра) часть необязательных часов посвящать упражнениям по определенной теме или разделу курса, с оповещением заинтересованных студентов о конкретном содержании этих упражнений, или даже—лекциям на тему, напр., о методике решения задач данного раздела. Такая постановка работы, безусловно, повысит посещаемость необязательных занятий и будет служить стимулом к систематической работе над курсом с самого начала его прохождения.

В число задач кафедры должно входить и создание материальных условий, обеспечивающих наивысшую продуктивность самостоятельной работы студента. С этой точки зрения мы считаем необходимым создание предметного кабинета термодинамики, который должен являться рабочим местом студента при самостоятельной проработке им курса. Здесь студенту должна представляться возможность пользования основной и любой вспомогательной литературой, справочниками, номограммами, счетно-измерительными приборами и т. д.; основным же следует считать создание при таком кабинете комплекса наглядных пособий, позволяющего наиболее продуктивно и систематично изучать программное содержание курса.

Не имея возможности в рамках настоящей работы подробно разбирать вопрос о наглядных пособиях, мы лишь укажем, что практика составления таблиц-диаграмм, подобных рассмотренным выше (при методическом разборе отдельных вопросов курса) и вывешивания их в предметном кабинете, с целью обеспечения пользования ими при самостоятельной работе студентов, дала положительный результат, и приведем список диаграмм и таблиц „первой очереди“, обеспечивающих минимальный комплекс наглядных пособий по курсу технической термодинамики:

1. Теплосодержание (весовая, объемная, молярная, средняя и истинная, C_p и C_v).
2. Круговые процессы (циклы).
3. Логическая схема теоретич. обоснований II начала (табл. I).
4. Процессы изменения состояния совершенных газов (табл. II).
5. Основные случаи политропического процесса ($n < 1$, $1 < n < k$, $n > k$).
6. Рабочий процесс компрессора.
7. Теоретические циклы двигателей внутреннего сгорания.
8. Основные свойства паров.
9. Теоретический цикл паросиловой установки (табл. III).
10. Истечение газов и паров.

Вполне понятно, что по мере расширения оборудования кабинета этот список должен дополняться материалом, соответствующим специфическим особенностям программ обслуживаемых кабинетом курсов термодинамики.