

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Пензенский государственный университет
архитектуры и строительства»
(ПГУАС)

Н.А. Очкина, О.А. Захаров

**КЛАССИЧЕСКАЯ (РАВНОВЕСНАЯ)
ТЕРМОДИНАМИКА.
НЕРАВНОВЕСНАЯ ТЕРМОДИНАМИКА.
САМООРГАНИЗАЦИЯ ПРИРОДЫ**

Рекомендовано Редсоветом университета
в качестве учебного пособия для студентов,
обучающихся по направлениям 38.03.01 «Экономика»
и 38.03.02 «Менеджмент»

Пенза 2014

УДК 536(075.8)
ББК 22.317я73
О-95

Рецензенты: кандидат технических наук, доцент
С.В. Тертычная (ПГУ);
кандидат физико-математических наук,
доцент П.П. Мельниченко (ПГУАС)

Очкина Н.А.

О-95 Классическая (равновесная) термодинамика. Неравновесная термодинамика. Самоорганизация природы: учеб. пособие / Н.А. Очкина, О.А. Захаров; под общ. ред. Г.И. Грейсуха. – Пенза: ПГУАС, 2014. – 112 с.

Рассмотрена термодинамическая картина мира как этап формирования общих представлений о научной картине мира. Представлены формулировки основных понятий и терминов, лежащих в основе термодинамической картины мира, изложены основные законы термодинамики и показана возможность их применения к анализу циклов тепловых двигателей. Подробно освещены вопросы термодинамики неравновесных процессов, а также концепции самоорганизации в физике, химии, биологии, психологии, принципы целостности естествознания, принципы синергетики в формировании эволюционного естествознания и создания синергетической среды в системах различной природы. Предложены вопросы для самопроверки. Даны методические указания к лабораторным работам по изучению первого и второго начал термодинамики, явлений переноса, а также закономерностей самоорганизации в природных системах.

Пособие подготовлено на кафедре «Физика и химия» и предназначено для использования студентами направлений 38.03.01 «Экономика» и 38.03.02 «Менеджмент» при выполнении лабораторных работ по курсу «Концепции современного естествознания». Может быть рекомендовано студентам инженерно-экономических и гуманитарных специальностей.

© Пензенский государственный университет
архитектуры и строительства, 2014

© Очкина Н.А., Захаров О.А., 2014

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее пособие составлено в соответствии с программой курса «Концепции современного естествознания» Федерального Государственного стандарта высшего и профессионального образования для направлений подготовки бакалавров «Экономика» и «Менеджмент».

В качестве главных взаимосвязанных целей изучения данного раздела программы приняты следующие:

- формирование представлений об основных этапах развития термодинамики, выросшей из потребностей техники и являющейся неотъемлемой частью единой научной картины мира;
- изучение основных законов равновесной и закономерностей неравновесной термодинамики как основы современной техники и технологий, базы научно-технического прогресса;
- знакомство с теорией самоорганизации в сложных, открытых, неравновесных и нелинейных системах любой природы;
- понимание принципа глобального эволюционизма, органически связанного с концепцией фундаментального единства материального мира;
- осознание проблем, связанных с отношением между человеком и природой.

Достижение поставленных целей с учетом относительно небольшого объема изучаемого раздела потребовало взвешенного подхода к отбору материала, обеспечения сбалансированного изложения с единых позиций наиболее фундаментальных вопросов естествознания и их прикладных аспектов.

Учебное пособие состоит из четырёх частей.

В первой части изложены основы классической равновесной термодинамики в основном на примере газовых систем: сформулированы законы термодинамики, описаны термодинамические процессы, циклы тепловых двигателей и холодильных установок, основы учения о теплообмене.

Во второй части последовательно рассмотрены закономерности процессов, происходящих в неравновесных системах и лежащих в основе явлений переноса.

Третья часть пособия посвящена осмыслению различных процессов самоорганизации – в физике, химии, биологии, в технике, в социологии и экономике.

В четвёртой части приведены методические указания к лабораторным работам по изучению первого и второго начал термодинамики, явлений переноса, а также закономерностей самоорганизации в природных системах, выполнение которых позволяет студентам глубже освоить теоретический материал, а также приобрести элементарные навыки экспериментирования на современном оборудовании.

В тексте данного учебного пособия наиболее важные положения и термины, а также формулировки законов выделены жирным шрифтом или курсивом. Это способствует более быстрому усвоению материала студентами. Вопросы для самопроверки, помещенные в конце глав, помогут студентам самостоятельно оценить качество усвоения материала.

I. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ КАРТИНА МИРА

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ (РАВНОВЕСНОЙ) ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1. Термодинамика

На протяжении тысячелетий работа машин и механизмов, используемых людьми в повседневной жизни, осуществлялась главным образом за счет мускульных усилий человека и животных. Для существенного облегчения физических нагрузок человек использовал различные приспособления (рычаги, колёса, блоки, наклонную плоскость).

Водяные колеса, изобретённые в Древнем Риме в 70-е гг. до н. э. для помола зерна, а также ветряные мельницы, впервые появившиеся в Персии в 644 г. н. э. (использующие соответственно энергию воды и ветра), позволили совершать значительно большую, чем прежде, механическую работу.

Однако огромный запас энергии, находящейся внутри тел, практически до XVIII в. не был востребован цивилизацией. Исключение составляла лишь энергия пороха, разгонявшая до большой скорости снаряды и пули, используемая человечеством отнюдь не для созидательных, конструктивных целей.

Одним из важных направлений научно-технической революции XVIII в. был переход от применения механической энергии к использованию внутренней энергии, за счет которой может совершаться большая работа.

К числу ученых, чьи труды легли в основу физики тепловых явлений, следует отнести:

– французского физика и инженера Бенуа Поль Эмиля Клапейрона (1799–1864), получившего уравнение состояния газа, впоследствии обобщённое Менделеевым в известное уравнение Клапейрона – Менделеева;

– немецкого физика Рудольфа Эммануэля (1822–1888), вошедшего в историю науки под латинским псевдонимом Клаузиус, подлинного основателя механической теории теплоты;

– французского физика Сади Карно (1796–1832), исследовавшего работоспособность тепловых машин;

– французского математика и физика Жана Батиста Фурье (1768–1830), получившего дифференциальное уравнение теплопроводности и др.

Термодинамика (от греч. *therme* – тепло и *dynamikos* – силовой) – это наука, изучающая возможности использования внутренней энергии тел для совершения механической работы.

Различают термодинамику равновесных систем или систем, переходящих к равновесию (**классическая, или равновесная термодинамика**) и термодинамику неравновесных систем (**неравновесная термодинамика**). Классическая термодинамика составляет основу так называемой термодинамической картины мира (ТКМ), которая сформировалась к середине 19 в. Неравновесная термодинамика получила развитие во второй половине 20-го в.; она играет особую роль при рассмотрении биологических систем и феномена жизни в целом.

1.2. Термодинамическая система

Объектом изучения в термодинамике является термодинамическая система.

Термодинамическая система – это совокупность макроскопических тел, способных взаимодействовать между собой и с другими телами (внешней средой) – обмениваться с ними энергией и веществом.

Термодинамическая система имеет границы, отделяющие её от окружающей среды.

В зависимости от условий взаимодействия с другими системами различают изолированную, замкнутую, открытую и адиабатно изолированную термодинамические системы.

Термодинамическая система, которая не может обмениваться энергией и веществом с другими телами или системами, называется **изолированной**. В такой системе отдельные части (тела) могут взаимодействовать только между собой.

Термодинамическая система называется **закрытой**, если она не может обмениваться веществом с другими системами.

Термодинамическая система, которая может обмениваться веществом с другими системами, называется **открытой**.

Термодинамическая система, которая не может обмениваться теплотой с другими системами (окружающей средой), называется **теплоизолированной** или **адиабатно изолированной**.

1.3. Термодинамическое состояние и термодинамический процесс

*Макроскопические величины (т.е. величины, которые характеризуют систему в целом), определяющие физические свойства системы в данный момент времени, называются **термодинамическими параметрами состояния**.*

К основным параметрам состояния, поддающимся непосредственному измерению простыми техническими средствами, относятся **давление p , удельный объём v и абсолютная температура T** . Они называются *термическими* параметрами состояния.

Другими параметрами состояния являются **внутренняя энергия U , энтальпия H и энтропия S** . Они носят название *калорических* параметров состояния.

*Совокупность физических свойств системы в рассматриваемых условиях называют **термодинамическим состоянием системы**.*

Различают равновесное (стационарное) и неравновесное (нестационарное) состояния термодинамической системы.

Равновесным называется такое состояние, которое характеризуется при постоянных внешних условиях неизменностью параметров во времени и отсутствием в системе потоков.

Состояние термодинамической системы, при котором во всех ее частях температура одинакова, называют **термическим равновесным** состоянием.

Вне зависимости от начального состояния изолированной системы в конце концов в ней устанавливается термодинамическое равновесие; все части системы при этом имеют одинаковую температуру. Самопроизвольно выйти из этого состояния система не может. В этом заключается основной постулат термодинамики, называемый нулевым началом.

Более строгая формулировка **нулевого начала термодинамики**:

если система A находится в термодинамическом равновесии с системой B , а та, в свою очередь, с системой C , то система A находится в равновесии с C . При этом их температуры равны.

Неравновесным называется состояние системы, выведенной из состояния термодинамического равновесия.

Состояние термодинамической системы, при котором значения параметров во всех её частях остаются неизменными во времени благодаря внешнему воздействию потоков вещества, энергии, импульса, заряда и т.п., называется **стационарным**. Если значения параметров

изменяются во времени, то состояние термодинамической системы называется **нестационарным**.

Любое изменение в термодинамической системе, связанное с изменением хотя бы одного из ее параметров, называется **термодинамическим процессом**.

Различают равновесные и неравновесные процессы.

Равновесным процессом называется *термодинамический процесс, представляющий собой непрерывную последовательность равновесных состояний*. В таком процессе физические параметры изменяются бесконечно медленно, так что система все время находится в равновесном состоянии. Кроме того, все части системы имеют одинаковые температуру и давление.

Неравновесным процессом называется *термодинамический процесс, представляющий собой последовательность состояний, среди которых не все являются равновесными*. В неравновесном процессе различные части системы имеют разные температуры, давления, плотности, концентрации.

Если термодинамическая система выведена из состояния равновесия и предоставлена сама себе, то через некоторый промежуток времени она снова придет в состояние равновесия. Процесс перехода системы из неравновесного состояния в равновесное называется релаксацией, а время перехода в состояние равновесия — временем релаксации.

1.4. Внутренняя энергия и способы её изменения

Одним из важнейших параметров термодинамической системы является её внутренняя энергия.

Внутренняя энергия *термодинамической системы складывается из кинетической энергии хаотического теплового движения составляющих её частиц (атомов или молекул) и потенциальной энергии их взаимодействия*.

Поскольку внутренняя энергия однозначно определяется термодинамическими параметрами системы, то она является функцией состояния. Соответственно, изменение внутренней энергии ΔU при изменении состояния системы может быть рассчитано по формуле

$$\Delta U = U_2 - U_1,$$

где U_1 и U_2 — внутренняя энергия в первом и во втором состояниях.

Изменение внутренней энергии не зависит от промежуточных состояний системы в процессе такого перехода, а определяется только начальным и конечным значениями энергии.

Внутренняя энергия термодинамической системы может изменяться двумя способами:

1. При совершении механической работы

Механическая работа – это процесс, при котором изменение внутренней энергии тела (или системы тел) происходит за счет энергии упорядоченного движения других тел.

При совершении работы внутренняя энергия меняется в двух случаях: при трении и при неупругой деформации.

При совершении работы силой трения внутренняя энергия увеличивается за счёт уменьшения механической энергии; трущиеся тела нагреваются. Например, при помощи трения наши предки смогли получить огонь.

В случае неупругого сжатия тела его внутренняя энергия также увеличивается за счёт уменьшения механической энергии. В этом случае говорят – *над телом совершается работа*. При неупругом расширении тела его внутренняя энергия уменьшается и переходит в механическую энергию. В этом случае говорят – *тело совершает работу*.

2. Путём теплообмена (теплопередачи)

Теплопередача – это процесс, при котором изменение внутренней энергии тела (или системы тел) происходит за счёт внутренней энергии других тел.

В процессе теплопередачи внутренняя энергия системы изменяется без совершения работы. Например, если тело поместить в пламя горелки, его температура изменится, следовательно, изменится и его внутренняя энергия. Однако никакая работа здесь не совершалась, ибо не происходило видимого перемещения ни самого тела, ни его частей.

Существуют три способа теплопередачи: теплопроводность, конвекция и излучение.

Теплопроводностью называется процесс теплообмена между телами (или частями тела) при их непосредственном контакте, обусловленный тепловым хаотическим движением частиц тела.

Передача энергии при теплопроводности осуществляется от молекулы к молекуле по «цепочке». При этом переноса вещества не происходит.

Теплопроводность различных веществ не одинакова. Хорошей теплопроводностью обладают металлы, особенно серебро и медь. Плохая теплопроводность у дерева. Теплопроводность жидкостей меньше, чем у твёрдых тел. Ещё меньшей теплопроводностью обладают газы, в

том числе воздух. Наличие в материалах пространств, заполненных воздухом, уменьшает их теплопроводность. Нулевой теплопроводностью обладает вакуум – пространство, в котором отсутствует вещество.

Конвекция – это способ переноса внутренней энергии потоками движущихся жидкости или газа из одних областей занимаемого ими объема в другие.

При нагревании чайника на плите теплопроводность обеспечивает поступление теплоты через дно чайника к нижним (пограничным) слоям воды, однако нагревание внутренних слоев воды является результатом конвекции, приводящей к перемешиванию нагретой и холодной воды.

При конвекции происходит перенос вещества – внутренняя энергия переносится вместе с частицами вещества.

Различают естественную и вынужденную конвекцию.

Естественная конвекция возникает из-за действия Архимедовой силы. Нагретая жидкость или газ расширяются, их плотность уменьшается, а действующая на них Архимедова сила, возрастает. Под действием этой силы нагретое вещество поднимается вверх, унося с собой внутреннюю энергию. На место ушедшего вещества притекает менее нагретое вещество. Затем это вещество нагревается и весь процесс повторяется.

Примерами естественной конвекции являются нагревание воздуха в комнате от батарей водяного отопления, ветры, дующие над поверхностью земного шара.

Вынужденная конвекция происходит при перемешивании жидкости какими-то внешними телами (мешалкой, ложкой, насосом и т.д.).

Тепловое излучение – это перенос внутренней энергии от одного тела к другому посредством электромагнитных волн.

При этом отсутствует механический контакт нагревателя и получателя теплоты. Например, при поднесении руки на небольшое расстояние к лампе накаливания Вы почувствуете ее тепловое излучение. Земля получает энергию от Солнца также за счет теплового излучения.

Электромагнитные волны распространяются вне зависимости от наличия вещества, поэтому излучение может осуществляться и через вакуум, где вещество вообще отсутствует.

Излучает каждое нагретое тело. При этом, чем выше температура тела, тем больше энергии оно излучает. Мощным источником излучения энергии является Солнце, излучающая поверхность которого имеет температуру около 6000 °С.

При попадании излучения на поверхность тела оно частично поглощается, а частично отражается. К увеличению внутренней энергии и нагреванию тел приводит поглощение.

Доля отражённого излучения зависит от цвета тела. Лучше всего отражают тела белого и серебристого цвета. Поэтому эти тела меньше всего поглощают излучение и меньше других нагреваются. Чтобы не перегреться в летний день, лучше выбрать одежду и головной убор белого цвета.

Хуже всего отражают тела чёрного цвета. Они поглощают почти всё излучение и больше всего нагреваются. Например, чтобы вода в бочке сильно нагревалась при поглощении солнечного излучения, бочку красят в чёрный цвет.

1.5. Первое начало термодинамики

В общем случае внутренняя энергия термодинамической системы может изменяться одновременно как за счёт теплообмена с окружающими телами, так и за счёт совершения работы внешними силами.

Первый закон термодинамики (закон сохранения энергии для тепловых процессов) определяет количественное соотношение между изменением внутренней энергии системы ΔU , количеством теплоты Q , подведённым к ней, и суммарной работой внешних сил $A_{\text{вн}}$, действующих на систему.

Первый закон термодинамики:

Изменение внутренней энергии системы при её переходе из одного состояния в другое равно сумме количества теплоты, подведённого к системе извне, и работы внешних сил, действующих на неё:

$$\Delta U = Q + A_{\text{вн}}.$$

Для изолированной системы, которая не обменивается теплотой с окружающими телами ($Q=0$) и над которой внешние силы не совершают работу ($A_{\text{вн}}=0$),

$$\Delta U = U_2 - U_1 = 0$$

или

$$U_1 = U_2.$$

Внутренняя энергия замкнутой, изолированной системы сохраняется.

В термодинамике наибольший интерес представляет преобразование внутренней энергии в работу, совершаемую системой. Эта работа отличается от работы внешних сил только знаком:

$$A_{\text{вн}} = -A. \quad (1.1)$$

С учётом соотношения (1.1) **первый закон термодинамики** можно сформулировать так:

Количество теплоты, подведённое к системе, идёт на изменение её внутренней энергии и на совершение системой работы над внешними телами.

$$Q = \Delta U + A.$$

1.6. Невозможность создания вечного двигателя первого рода

Современная жизнь человека невозможна без использования самых разнообразных машин, с помощью которых человек добывает нефть, уголь, руду, обрабатывает землю, собирает урожай, строит дома, дороги, совершает поездки по земле, по воздуху, по воде.

Основным общим свойством всех машин является их способность совершать работу. Многие изобретатели в прошлом пытались построить машину, способную совершать полезную работу без потребления энергии извне и без каких-либо изменений внутри самой машины. Машину с такими свойствами называют **вечным двигателем первого рода**. Все эти попытки окончились неудачей. Невозможность создания вечного двигателя первого рода подтверждает тем самым первый закон термодинамики. Согласно первому закону термодинамики, работа A , произведённая машиной, равна:

$$A = Q - \Delta U.$$

Любая машина может совершать работу над внешними телами только за счёт получения извне некоторого количества теплоты или уменьшения её внутренней энергии.

1.7. Применение первого закона термодинамики к различным процессам

Используя первый закон термодинамики, рассмотрим различные процессы в газах, сопровождающиеся изменениями внутренней энергии. Начнём с процессов в идеальном газе.

Идеальным газом называют идеализированную модель реальных газов, удовлетворяющую следующим условиям:

- а) потенциальная энергия взаимодействия молекул пренебрежимо мала по сравнению с кинетической энергией их хаотического движения;
- б) удары молекул о стенки сосуда являются абсолютно упругими;
- в) собственный объем молекул пренебрежимо мал по сравнению с объемом сосуда, в котором находится газ;
- г) тепловое равновесие по всему объему достигается мгновенно.

*Процесс, при котором один из макроскопических параметров состояния данной массы газа остаётся постоянным, называется **изопроецессом**.*

1) **Изотермическим** называется процесс, протекающий при постоянной температуре ($T = \text{const}$).

Почти одновременно в XVII в. английским учёным Робертом Бойлем и французским физиком Эдмом Мариоттом была экспериментально установлена зависимость давления газа от его объёма при постоянной температуре.

Закон Бойля – Мариотта:

Давление данной массы газа ($m = \text{const}$) при постоянной температуре изменяется обратно пропорционально его объёму

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}. \quad (1.2)$$

Из уравнения (1.2) следует, что $p_1V_1 = p_2V_2$, то есть для данной массы газа при постоянной температуре произведение давления p газа на его объем V остается величиной постоянной:

$$pV = \text{const}.$$

Графически в координатах p , V изотермические процессы изображаются при различных значениях температур семейством гипербол $p \sim \frac{1}{V}$, которые называются *изотермами*. Так как коэффициент пропорциональности в этом соотношении увеличивается с ростом температуры, то изотерма, соответствующая большему значению температуры, располагается выше изотермы, соответствующей меньшему значению температуры (рис. 1.1).

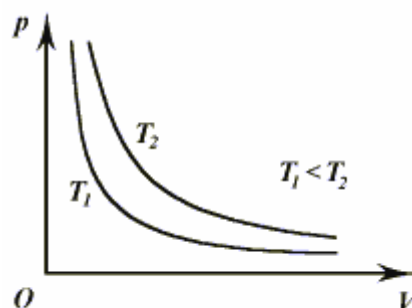


Рис. 1.1

Так как при изотермическом процессе постоянна температура ($\Delta T = 0$), то внутренняя энергия газа не изменяется ($\Delta U = 0$).

При изотермическом процессе количество теплоты, переданное газу от нагревателя, полностью расходуется на совершение работы:

$$Q = A.$$

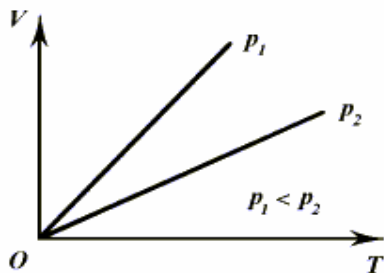
2) **Изобарным** называется процесс, протекающий при постоянном давлении ($p = \text{const}$).

Зависимость объема газа от температуры при постоянном давлении была установлена французским физиком и химиком Жозефом Гей-Люссаком (1802 г.).

Закон Гей-Люссака:

Для данной массы газа при постоянном давлении отношение объёма газа к его термодинамической температуре постоянно:

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \text{ или } \frac{V}{T} = \text{const.} \quad (1.3)$$



В координатах V, T изобарные процессы при разных значениях давления изображаются семейством прямых линий (рис. 1.2), которые называются *изобарами*.

Рис.1.2

При изобарном расширении газа подведённое к нему количество теплоты расходуется на увеличение его внутренней энергии ($\Delta U > 0$) и на совершение газом работы ($A > 0$):

$$Q = \Delta U + A.$$

3) **Изохорным** называется процесс изменения состояния данной массы газа при постоянном объеме ($V = \text{const}$).

Исследование зависимости давления данной массы газа от температуры при неизменном объёме провёл в 1787 г. французский физик Жак Шарль. Он установил, что давление данной массы при постоян-

ном объёме изменяется прямо пропорционально термодинамической температуре.

Закон Шарля:

Для данной массы газа отношение давления газа к его термодинамической температуре постоянно:

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \text{ или } \frac{p}{T} = \text{const.} \quad (1.4)$$

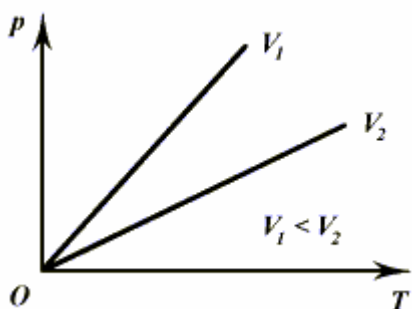


Рис.1.3

В координатах p, T изохорные процессы для данной массы газа при различных значениях объема изображаются семейством прямых линий, которые называются *изохорами*. Большим значениям объема соответствуют изохоры с меньшим наклоном к оси температур (рис. 1.3).

При изохорном процессе объём газа остаётся постоянным ($\Delta V = 0$), поэтому газ не совершает работу ($A = 0$).

Изменение внутренней энергии газа происходит благодаря теплообмену с окружающими телами:

$$Q = \Delta U.$$

1.8. Адиабатный процесс

Для наиболее эффективного преобразования внутренней энергии газа в механическую работу необходимо предотвратить возможные потери внутренней энергии в результате теплопередачи окружающим телам. Для этого систему теплоизолируют.

Теплоизолированной называют систему, не обменивающуюся энергией с окружающими телами ($Q = 0$).

Термодинамический процесс в теплоизолированной системе называют **адиабатным**.

Процесс можно считать адиабатным даже без теплоизолирующей оболочки, если скорость его столь велика, что за время процесса не происходит заметного теплообмена между системой и окружающими телами.

Для адиабатного процесса первый закон термодинамики имеет вид

$$0 = \Delta U + A,$$

или

$$A = -\Delta U. \quad (1.5)$$

Согласно (1.5), при адиабатном расширении газ сам совершает положительную работу ($A > 0$) за счёт своей внутренней энергии. При этом внутренняя энергия газа уменьшается (газ охлаждается).

Наоборот, если внешняя сила совершает работу над газом ($A < 0$), например, при сжатии газа, то внутренняя энергия его увеличивается (газ нагревается).

Зависимость давления газа от его объема при адиабатном процессе изображается кривой, называемой адиабатой (рис. 1.4).

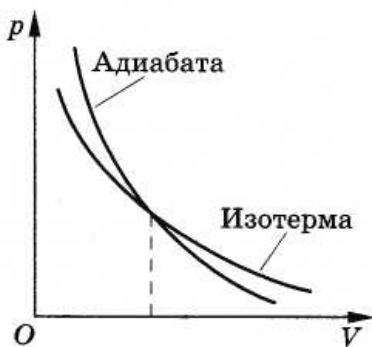


Рис.1.4

Адиабата круче изотермы. Это объясняется тем, что при адиабатном расширении давление газа уменьшается не только за счет увеличения объема, как при изотермическом процессе, но и за счет уменьшения его температуры.

Адиабатные процессы широко используются в технике. Например, резкое нагревание воздуха при быстром сжатии нашло применение в дизельных двигателях. При сжатии поршнем воздуха, находящегося в цилиндре, его температура значительно возрастает. Впрыскивание жидкого топлива в конце такта сжатия приводит к его воспламенению и резкому возрастанию давления рабочей смеси, вызывающему ход поршня в противоположном направлении. Широкое распространение дизельных двигателей объясняется прежде всего дешевизной дизельного топлива.

1.9. Круговые процессы (циклы). Обратимые и необратимые процессы

Круговым процессом (циклом) называется такой процесс, при котором система, проходя через ряд состояний и возвращается в исходное состояние.

Такой процесс можно изобразить замкнутой кривой в осях (p, V), где p – давление в системе; V – объем системы (рис. 1.5).

Замкнутая кривая (рис. 1.5) состоит из двух участков: расширения (1 – 2), где объем увеличивается, и сжатия (2 – 1), где объем уменьшается.

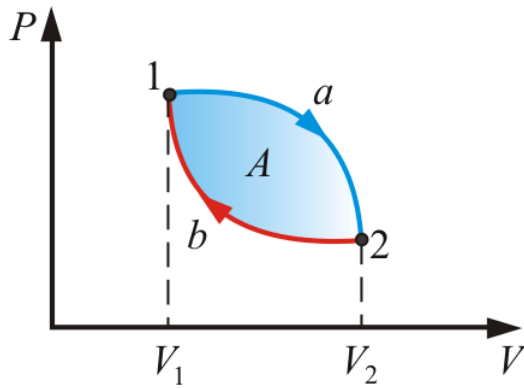


Рис.1.5

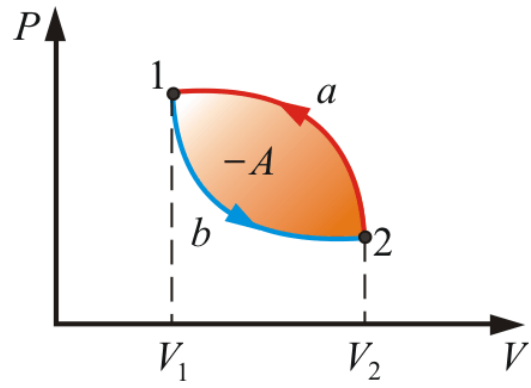


Рис.1.6

Работа A , совершаемая за цикл, определяется площадью, охваченной замкнутой кривой. Цикл, который протекает по часовой стрелке (через расширение, а потом сжатие) называется **прямым** (рис. 1.5). Он используется в тепловых машинах. Цикл, который протекает против часовой стрелки (через сжатие, а потом расширение), называется **обратным** (рис. 1.6). Он используется в холодильных машинах.

В результате кругового процесса система возвращается в исходное состояние. Следовательно, изменение внутренней энергии системы $\Delta U = 0$.

Поэтому, согласно первому началу термодинамики, работа, совершаемая за цикл, равна количеству полученной извне теплоты $Q = A$.

Однако в результате кругового процесса система может как получать теплоту, так и отдавать. Если система получает Q_1 теплоты, а отдаёт Q_2 , то термический коэффициент полезного действия для кругового процесса равен

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{A}{Q_1}.$$

Все термодинамические процессы, в том числе и круговые, делят на две группы: обратимые и необратимые.

Обратимые процессы могут происходить как в прямом, так и в обратном направлении. В идеальном случае, если процесс происходит сначала в прямом, а затем в обратном направлении и система возвращается в исходное состояние, то в окружающей среде не происходит никаких изменений. Обратимыми являются равновесные процессы, представляющие собой бесконечно медленные процессы, состоящие из последовательности равновесных состояний. Обратимые процессы – это идеализация реальных процессов, при которых всегда происходит некоторая потеря энергии (на трение, теплопроводность и т.д.).

Процесс называется **необратимым**, если он протекает так, что после его окончания систему нельзя вернуть в начальное состояние через прежние промежуточные состояния.

1.10. Тепловые двигатели

Тепловой двигатель – устройство, преобразующее внутреннюю энергию топлива в механическую работу.

Механическая работа в двигателе совершается при расширении рабочего вещества, перемещающего поршень в цилиндре. Для циклической, непрерывной работы двигателя необходимо возвращения поршня в первоначальное положение, т.е. сжатие рабочего вещества. Легко сжимаемым является вещество в газообразном состоянии, поэтому в качестве рабочего вещества в тепловых двигателях используется газ или пар. Работа теплового двигателя состоит из периодически повторяющихся процессов расширения и сжатия газа. Сжатие газа не может быть самопроизвольным, оно происходит только под действием внешней силы, например, за счёт энергии, запасённой маховиком двигателя при расширении газа.

Полная механическая работа A складывается из работы расширения газа $A_{\text{расш}}$ ($A_{\text{расш}} = p_{\text{расш}} \Delta V$, $A_{\text{расш}} > 0$) и работы $A_{\text{сж}}$ ($A_{\text{сж}} = p_{\text{сж}} \Delta V$), совершаемой внешними силами давления на газ при его сжатии. Так как при сжатии объём газа уменьшается, то $A_{\text{сж}} < 0$, поэтому

$$A = A_{\text{расш}} - |A_{\text{сж}}|.$$

Для получения положительной полной механической работы ($A > 0$) необходимо, чтобы работа сжатия газа была меньше работы расширения. Изменение объёма ΔV газа при расширении и сжатии должно быть одинаковым из-за циклическости работы двигателя. Следовательно, давление газа при сжатии должно быть меньше его давления при расширении. При одном и том же объёме давление газа тем меньше, чем ниже его температура, поэтому перед сжатием газ должен быть охлаждён, т.е. приведён в контакт с холодильником – телом, имеющим более низкую температуру. Для получения механической работы в тепловом двигателе при циклическом процессе расширение газа должно происходить при более высокой температуре, чем сжатие. Таким образом, *необходимым условием для циклического получения механической работы в тепловом двигателе является наличие нагревателя и холодильника.*

Очевидно, что при расширении или сжатии газа должны быть использованы процессы, позволяющие исключить уменьшение энергии горячего тела, которое происходило бы без совершения работы. Такими процессами являются *изотермический* и *адиабатный*.

Впервые наиболее экономичный циклический процесс, состоящий из двух изотерм и двух адиабат, был предложен французским физиком и инженером С. Карно в 1824 г.

Прямой цикл Карно, в котором в качестве рабочего тела используется идеальный газ, заключенный в сосуд с подвижным поршнем, изображен на рис. 1.7.

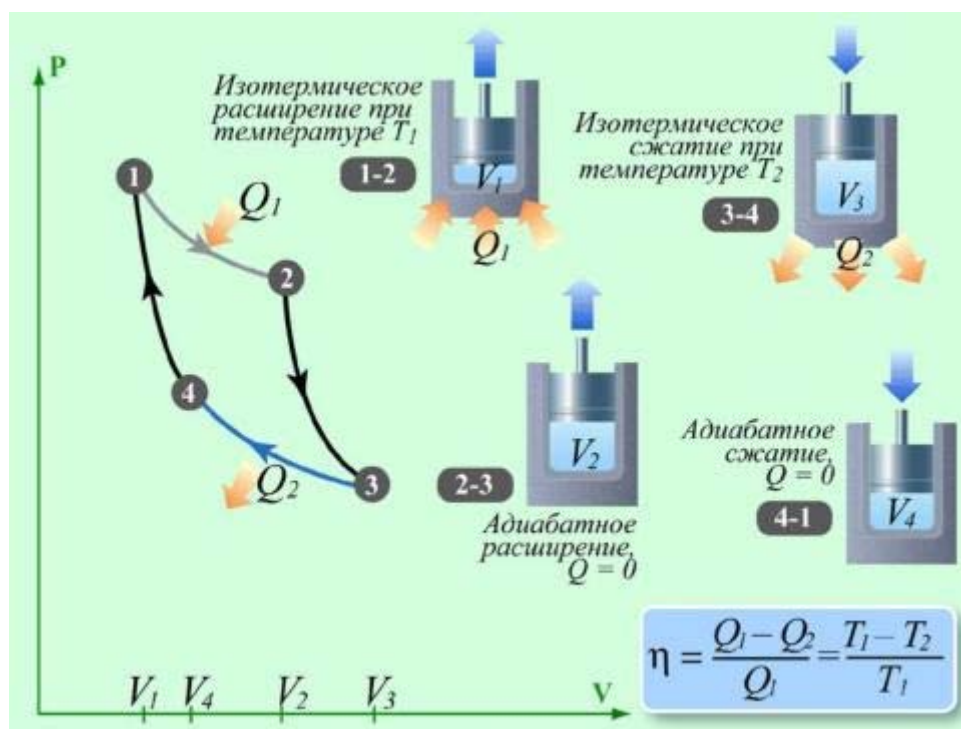


Рис. 1.7

В процессе изотермического расширения от объёма V_1 до объёма V_2 на участке 1-2 газ находится в тепловом контакте с горячим тепловым резервуаром (нагревателем), имеющим температуру T_1 . При этом газ получает от нагревателя количество теплоты Q_1 . Расширяясь при постоянной температуре ($T_1 = \text{const}$) газ совершает работу $A_{1-2} = Q_1$.

В точке 2 цилиндр полностью изолируется от внешней среды (теплообмена нет) и при дальнейшем движении поршня вверх уменьшение давление и увеличение объёма от значения V_2 до значения V_3 происходит адиабатно по кривой 2-3. На этом участке газ совершает работу $A_{2-3} = -\Delta U$ ($A_{2-3} > 0$). Температура газа при адиабатном расширении уменьшается до значения T_2 . Газ охлаждается (T_2 – температура

холодильника). На следующем участке (3-4) газ находится в тепловом контакте с холодным тепловым резервуаром (холодильником) при температуре $T_2 < T_1$. Происходит процесс изотермического сжатия от объёма V_3 до объёма V_4 (поршень движется вниз), в ходе которого газ отдает холодильнику количество теплоты $Q_2 = A_{3-4}$ ($Q_2 < 0$). Так как в процессе 3-4 $T_2 = \text{const}$, то внутренняя энергия газа не изменяется. В точке 4 газ вновь изолируется от внешней среды и на последнем участке 4-1 происходит адиабатное сжатие от объёма V_4 до V_1 . При этом внешние силы совершают над газом работу A_{4-1} ($A_{4-1} < 0$), за счёт которой его внутренняя энергия возрастает ($A_{4-1} = \Delta U$), а температура увеличивается до значения T_1 .

Полная работа A , совершаемая газом за цикл, равна сумме работ на отдельных участках: $A = A_{1-2} + A_{2-3} + A_{3-4} + A_{4-1}$. На диаграмме (p, V) эта работа равна площади цикла.

Карно выразил коэффициент полезного действия цикла через температуры нагревателя T_1 и холодильника T_2 :

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Анализ этого выражения позволяет сделать следующие выводы:

- 1) КПД тем больше, чем больше T_1 и меньше T_2 ;
- 2) КПД всегда меньше единицы;
- 3) КПД равен нулю при $T_1 = T_2$.
- 4) КПД был бы равен 100 %, если бы температура холодильника T_2 была равна абсолютному нулю.

Цикл Карно замечателен тем, что на всех его участках отсутствует соприкосновение тел с различными температурами. Любое состояние рабочего тела в цикле является квазиравновесным, т.е. бесконечно близким к состоянию теплового равновесия с окружающими телами (тепловыми резервуарами или термостатами). Цикл Карно исключает теплообмен при конечной разности температур рабочего тела и окружающей среды (термостатов), когда тепло может передаваться без совершения работы. Поэтому цикл Карно – наиболее эффективный круговой процесс из всех возможных при заданных температурах нагревателя и холодильника.

Любой участок цикла Карно и весь цикл в целом может быть пройден в обоих направлениях. Обход цикла по часовой стрелке соответствует тепловому двигателю, когда полученное рабочим телом тепло частично превращается в полезную работу. Обход против часовой стрелки соответствует холодильной машине, когда некоторое коли-

чество теплоты отбирается от холодного резервуара и передается горячему резервуару за счет работы внешних сил. Поэтому идеальное устройство, работающее по циклу Карно, называют обратимой тепловой машиной.

Обратный цикл Карно лежит в основе действия тепловых насосов. В отличие от холодильных машин тепловые насосы должны как можно больше тепловой энергии отдавать горячему телу, например системе отопления. Часть этой энергии отбирается от окружающей среды с более низкой температурой, а часть – получается за счет механической работы, производимой, например, компрессором.

В реальных двигателях не удаётся осуществить цикл, состоящий из идеальных изотермических и адиабатных процессов. Кроме того, в реальных двигателях всегда существуют потери энергии на трение. Поэтому КПД цикла, осуществляемого в реальных двигателях, всегда меньше, чем КПД цикла Карно (при одних и тех же температурах нагревателей и холодильников):

$$\eta < \eta_{\text{ид}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Карно вывел теорему, носящую теперь его имя: *из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), наибольшим КПД обладают обратимые машины; при этом КПД обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.*

1.11. Тепловые двигатели и охрана окружающей среды

Тепловые двигатели – необходимый атрибут современной цивилизации. С их помощью вырабатывается около 80 % электроэнергии. Без тепловых двигателей невозможно представить современный транспорт. В то же время повсеместное использование тепловых двигателей связано с отрицательным воздействием на окружающую среду.

Сжигание топлива сопровождается выделением в атмосферу углекислого газа, способного поглощать тепловое инфракрасное излучение поверхности Земли. Рост концентрации углекислого газа в атмосфере, увеличивая поглощение инфракрасного излучения, приводит к повышению её температуры (**парниковый эффект**). Ежегодно температура атмосферы Земли повышается на 0,05 °С. Этот эффект может создать угрозу таяния ледников и катастрофическое повышение уровня Мирового океана.

Продукты сгорания топлива существенно загрязняют окружающую среду. Углероды, вступая в реакцию с озоном, находящимся в атмосфере, образуют химические соединения, неблагоприятно воздействующие на жизнедеятельность растений, животных и человека.

Потребление кислорода при горении топлива уменьшает его содержание в атмосфере.

Для охраны окружающей среды:

- широко используют очистные сооружения, препятствующие выбросу в атмосферу вредных веществ;
- резко ограничивают использование соединений тяжелых металлов, добавляемых в топливо;
- разрабатывают двигатели, использующие водород в качестве горючего (в этом случае выхлопные газы состоят из безвредных паров воды);
- создают автомобили, использующие солнечную энергию.

1.12. Энтропия

В 1865 г. немецким физиком Робертом Клаузиусом было установлено, что в обратимых процессах сохраняется некоторая физическая величина S . Клаузиус назвал её энтропией.

Энтропия – это однозначная функция состояния системы, полный дифференциал dS которой равен приведённому количеству теплоты $\frac{\delta Q}{T}$

$$dS = \frac{\delta Q}{T}, \quad (1.6)$$

где δQ – малое количество теплоты, сообщённой системе или отведённой от неё при малом изменении её состояния;

T – температура системы, находящейся в контакте и тепловом равновесии с теплодатчиком или теплоприёмником.

Таким образом, Клаузиус определил изменение энтропии термодинамической системы при обратимом процессе как тепло, переданное системе, при постоянной температуре:

Например, при температуре 0°C вода может находиться в жидком состоянии и при незначительном внешнем воздействии начинает быстро превращаться в лед, выделяя некоторое количество теплоты. При этом температура вещества так и остается 0°C . Изменяется состояние вещества, сопровождающееся выделением тепла вследствие изменения структуры. Энтропия – это количественная мера той теплоты, которая не переходит в работу.

Согласно определению, энтропия является функцией состояния, то есть не зависит от способа достижения этого состояния, а определяется параметрами данного состояния.

Поскольку энтропия является функцией состояния, то в левой части равенства (1.6) стоит её полный дифференциал. Напротив, количество теплоты является функцией процесса, в котором эта теплота была передана, поэтому δQ не является полным дифференциалом.

Изменение энтропии системы ΔS при переходе её из состояния 1 в состояние 2 определяется только разностью значений S_1 и S_2 :

$$\Delta S = S_2 - S_1,$$

где S_1 – энтропия системы в состоянии 1;
 S_2 – энтропия системы в состоянии 2.

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}.$$

В любом обратимом тепловом процессе

$$\Delta S = \oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (1.7)$$

В термодинамике доказывается, что энтропия системы, совершающей необратимый процесс, возрастает:

$$\Delta S > 0. \quad (1.8)$$

Выражения (1.7) и (1.8) относятся только к **замкнутым системам**. Если же система не замкнута (обменивается теплотой с внешней средой), то её энтропия может вести себя любым образом.

Соотношения (1.7) и (1.8) можно представить в виде неравенства Клаузиуса:

$$\Delta S \geq 0, \quad (1.9)$$

т.е. энтропия замкнутой системы может либо возрасть (в случае необратимых процессов), либо оставаться постоянной (в случае обратимых процессов).

Таким образом, понятие энтропии позволяет, в случае изолированных систем, отличать обратимые процессы от необратимых.

1.13. Вероятностный смысл энтропии

Более глубоко смысл энтропии раскрывается в статистической физике, где энтропия связывается с термодинамической вероятностью состояния системы.

Термодинамическая вероятность W состояния системы – это число способов, которыми может быть реализовано данное состояние макроскопической системы, или число микросостояний, осуществляющих данное макросостояние.

Согласно определению, $W \geq 1$, т.е. термодинамическая вероятность не есть вероятность в математическом смысле (последняя меньше либо равна 1).

В 1877 году австрийский физик Людвиг Больцман установил связь энтропии S с термодинамической вероятностью состояния системы. Формулу, выражающую эту связь, записал (и назвал формулой Больцмана) немецкий физик Макс Планк:

$$S = k \ln W ,$$

где k – постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$).

Согласно формуле Больцмана, энтропия данной системы, находящейся в определенном состоянии, пропорциональна натуральному логарифму термодинамической вероятности этого состояния.

Следовательно, энтропия может рассматриваться как мера вероятности состояния термодинамической системы.

Известно, что материальная система, предоставленная самой себе, самопроизвольно переходит в состояние равновесия. Это состояние системы является наиболее вероятным. Следовательно, в предоставленной самой себе (изолированной) материальной системе (в которой отсутствует обмен энергией с окружающей средой) протекают только такие процессы, в которых энтропия увеличивается. *В состоянии равновесия энтропия системы максимальна.*

Однако при удалении системы от исходного состояния к равновесию первоначальный порядок в ней нарушается и заменяется беспорядком. Чем дальше система от исходного состояния, тем больше беспорядка в ней.

Формула Больцмана позволяет дать энтропии следующее статистическое толкование: *энтропия является мерой беспорядка («хаоса») в системе.*

Так как реальные процессы необратимы (самопроизвольно система из состояния равновесия выйти не может), то можно утверждать, что

все процессы в замкнутой системе ведут к увеличению её энтропии – **принцип возрастания энтропии.**

Отметим, однако, что эти утверждения имеют место для систем, состоящих из очень большого числа частиц, но могут нарушаться в системах с малым числом частиц. Для «малых» систем могут наблюдаться флуктуации, т.е. энтропия и термодинамическая вероятность состояний замкнутой системы на определенном отрезке времени могут убывать, а не возрастать, или оставаться постоянными.

1.14. Энтропия как мера низкокачества энергии

Разные формы энергии обладают различным качеством. О качестве данного вида энергии можно судить по легкости её превращения в другие виды энергии.

Например, энергию электрического тока достаточно легко превратить в равное количество тепловой энергии. Для этого достаточно взять нагревательный прибор (электрический чайник или утюг) и воткнуть вилку в розетку. При этом, превращение электрической энергии в тепловую произойдет со стопроцентной эффективностью.

Обратная задача – превращение тепловой энергии в электрическую – гораздо сложнее. Для её решения необходимо построить дорогостоящую тепловую электростанцию, на которой теплота, выделяющаяся при сгорании топлива, идет на нагревание воды. Вода превращается в пар, который крутит турбину. Турбина вращает ротор генератора, который, наконец, вырабатывает электрический ток. В итоге же оказывается, что даже самая лучшая тепловая электростанция превращает в электроэнергию не больше 40 % тепловой энергии сгорания топлива. И дело тут не в некомпетентности инженеров, проектировавших и строивших станцию, а в том, что сама природа не позволяет добиться большего. Просто тепловая энергия – это энергия менее качественная (менее «ликвидная»), чем электрическая.

Можно выстроить иерархию различных видов энергии по её качеству. На верхней ступени, кроме электрической, находится, например, механическая энергия. Именно благодаря этому КПД гидроэлектростанций, которые используют механическую энергию падающей воды, гораздо выше, чем у тепловых – до 98 %. Чуть ниже по качеству химическая энергия, заключенная, например, в бензине или в аккумуляторах. Самым низким качеством обладает тепловая энергия, причем качество её тем ниже, чем ниже температура тела.

Открытие энтропии дало возможность от общих рассуждений о качестве энергии перейти к её точной количественной характеристике.

Установлено, что если система обладает запасом энергии U , то в полезную работу можно превратить не весь этот запас, а лишь его часть, которая называется свободной энергией:

$$F = U - TS.$$

Свободную энергию F и следует считать мерой качества энергетического запаса системы. Видно, что она тем меньше, чем больше энтропия S (рис.1.8). Поэтому *энтропия системы является мерой некачественности её энергетического запаса.*

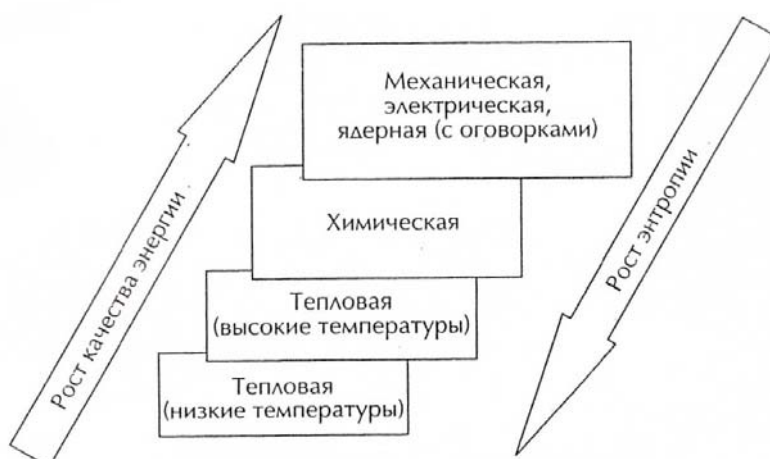


Рис.1.8

С учетом этого закон возрастания энтропии можно сформулировать так: *энергетический запас замкнутой системы, оставаясь неизменным количественно, с течением времени неуклонно ухудшается качественно.*

Энергетические проблемы цивилизации заключаются не в том, чтобы найти источник энергии для удовлетворения потребностей человека, а в том, чтобы найти источник высококачественной энергии. Будь иначе, мы могли бы буквально черпать энергию из океана. В океанах находится $1,3 \cdot 10^{21}$ литров воды. При охлаждении каждого литра воды на один градус он отдает 4200 Дж теплоты. Это означает, что если бы можно было тепловую энергию полностью превратить в электрическую, то достаточно было бы ежегодно охлаждать океан всего лишь на $0,0002$ °С, чтобы полностью покрыть все современные энергетические потребности человечества, составляющие около 10^{21} Дж в год. Идея кажется тем более заманчивой, что практически вся производимая электроэнергия, в конечном счете, превращается в тепло, нагревающее тот же океан. Она, однако, неосуществима: запасы энергии океана действительно огромны, но его свободная энергия, которую

можно превратить не в тепло, а в полезную работу, очень низка из-за высокой энтропии. Поэтому строительство сложных, дорогих и экологически грязных электростанций оказывается в итоге гораздо выгоднее.

1.15. Второе начало термодинамики

Для описания термодинамических процессов первого закона термодинамики недостаточно, так как он не позволяет определить направление этих процессов.

Ответ на вопрос о направлении протекания процессов в системах даёт второй закон термодинамики. Известны различные формулировки этого закона. Например, **Клаузиус** определил его так: *невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является передача теплоты от менее нагретого тела к более нагретому* (1850 г.).

В связи с этой формулировкой в середине XIX в. возникла проблема так называемой тепловой смерти Вселенной. Рассматривая Вселенную как замкнутую систему Клаузиус, опираясь на второе начало термодинамики, утверждал, что рано или поздно энтропия Вселенной должна достигнуть своего максимума. Переход теплоты от более нагретых тел к менее нагретым приведёт к тому, что температура всех тел Вселенной станет одинаковой, наступит полное тепловое равновесие и все процессы во Вселенной прекратятся – наступит тепловая смерть Вселенной.

Ошибочность вывода о тепловой смерти Вселенной заключается в том, что нельзя применять второе начало термодинамики к незамкнутым системам. К числу таких систем и относится нестационарная, бесконечно развивающаяся Вселенная.

Другая формулировка второго начала термодинамики предложена английским физиком Томсоном (**Кельвином**): *невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу*.

Это утверждение связано с необратимостью тепловых процессов: для сжатия газа, которое не может происходить самопроизвольно, требуется внешняя сила и охлаждение газа.

Из формулировки Кельвина следует утверждение о **невозможности построения вечного двигателя второго рода**, то есть двигателя, полностью превращающего теплоту в работу. Согласно Кельвину, из всей теплоты, полученной от источника тепла с высокой температурой – теплоотдатчика, только часть может быть превращена в работу. Остальная часть должна быть отведена в теплоприёмник с относительно

низкой температурой, то есть для работы теплового двигателя необходимы, по крайней мере, два тепловых источника различной температуры.

Ещё одна формулировка второго начала термодинамики принадлежит Больцману: *энтропия замкнутой системы не убывает, $\Delta S \geq 0$* .

Примеры возрастания энтропии хорошо известны: любые виды разрушений, зарастание сельскохозяйственных угодий сорняками, возрастание домашнего хаоса, требующего периодических уборок квартиры, старение и смерть живых организмов.

Таким образом, второй закон термодинамики позволяет предсказать направление термодинамических процессов – от менее вероятных состояний к более вероятным.

Общий смысл приведённых выше формулировок второго начала термодинамики сводится к следующему: *неизбежным результатом любых процессов в замкнутой системе является сглаживание неоднородностей, разрушение упорядоченных структур, понижение сложности устройства системы и качества запасённой в ней энергии*.

Другими словами, термодинамика утверждает, что в мировых процессах преобладает тенденция к деградации.

С другой стороны, согласно эволюционному учению Дарвина, с течением времени закономерно возникают всё более сложные и высокоорганизованные системы – живые организмы. Это учение обосновано фактами и логикой и является основой мышления в биологии. Правда и Дарвина и Клаузиуса подтверждается всей совокупностью научных знаний. И вместе с тем эволюционное учение и второй закон термодинамики кажутся противоречащими друг другу, взаимоисключающими. В этом заключается **основной парадокс эволюционной картины мира**.

Однако на самом деле парадокса, понимаемого как противоречие между законом возрастания энтропии и законом биологической эволюции, не существует.

Дело в том, что второй закон термодинамики установлен для замкнутых систем. Однако ни один живой организм или общество живых организмов принципиально не может рассматриваться как замкнутая система. Между живым организмом и окружающей средой происходит непрерывный обмен веществом и энергией. Поскольку живые организмы – открытые системы, второй закон термодинамики нельзя применять к ним напрямую. Для открытых систем необходимо рассматривать их **энтропийный баланс**, учитывая взаимодействие с окружающей средой.

1.16. Энтропийный баланс Земли и глобальный экологический кризис

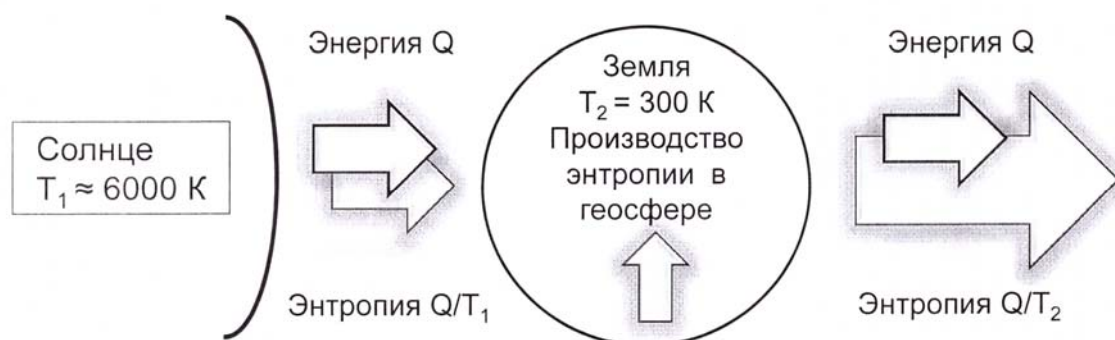
В ходе любых процессов в геосфере производится энтропия. Именно поэтому если бы Земля была замкнутой системой, то её энтропия с течением времени возрастала бы. (Обозначим ежегодное производство энтропии на Земле ΔS_3).

Кроме того, Земля получает определенную порцию энтропии вместе с энергией солнечного света. По своему качеству солнечная энергия тепловая. Ежегодно Земля получает от солнца $Q=10^{25}$ Дж теплоты при температуре внешних слоев Солнца $T_1=6000$ К. За счет этого энтропия нашей планеты должна возрасти на $\Delta S_{\text{вх}} = \frac{Q}{T_1}$.

такого же количества энергии Земля должна избавляться, иначе она постоянно нагревалась бы. Механизм охлаждения такой же, как и при нагревании. Земля испускает тепловое излучение. Вместе с ним наша планета выбрасывает в космическое пространство такое же количество энергии, которое получает от Солнца, но энергии более низкого качества, соответствующей более низкой температуре (рис. 1.9).

Приходные и расходные статьи баланса

- ΔS_3 – ежегодное производство энтропии на Земле;



Статьи энтропийного баланса Земли

Рис.1.9

Уходящее с Земли тепловое излучение уносит с собой в космос энтропию: $\Delta S_{\text{вых}} = \frac{Q}{T_2}$. Легко видеть, что поток уходящей с Земли энтропии в $T_1/T_2 \approx 20$ раз превышает входящий поток $\Delta S_{\text{вх}}$.

Таким образом, выброс энтропии в космическое пространство настолько велик, что компенсирует оба источника поступления энтропии в геосферу:

$$\Delta S_{\text{вх}} + \Delta S_3 < \Delta S_{\text{вых}}.$$

Данное неравенство выражает собой отрицательный энтропийный баланс Земли. При его соблюдении энтропия нашей планеты в целом с течением времени не только не увеличивается, но может даже уменьшаться – за счет энергообмена с окружающим миром. Именно благодаря этому оказываются возможными самые разнообразные эволюционные процессы в геосфере.

Но будет ли энтропийный баланс Земли оставаться отрицательным вечно? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим динамику изменения статей баланса.

Входящий с солнечным светом поток энтропии зависит от светимости Солнца и температуры его поверхности. Из астрофизики известно, что наше светило относится к классу стабильных звезд. Результаты как теоретического моделирования эволюции Солнца, так и геологических исследований показывают, что на протяжении земной истории ни поток солнечного излучения, ни его температура не испытывали изменений, которые можно было бы назвать существенными. Такая стабильность сохранится и в течение ближайших 3–7 млрд лет. Поэтому входящий поток энтропии $\Delta S_{\text{вх}}$ можно считать практически неизменным.

Поток энтропии, выбрасываемой в космос, $\Delta S_{\text{вых}}$, также не должен существенно измениться в обозримом будущем. Он зависит от средней температуры Земли T_2 , изменения которой даже во времена ледниковых периодов не превышали 2–3 %. В наиболее пессимистических прогнозах глобального потепления предсказывается возможные повышения температуры лишь на 5–10 градусов. Есть еще зависимость $\Delta S_{\text{вых}}$ от состояния поверхности и атмосферы Земли, но и она находится в пределах ± 5 %. Таким образом, и эту статью баланса можно считать почти постоянной величиной.

Наиболее динамичной составляющей энтропийного баланса Земли является производство энтропии в геосфере ΔS_3 . Как уже говорилось, энтропия производится в ходе любого процесса. Чем интенсивнее идут процессы на планете, тем больше ΔS_3 . Интенсивность земных процес-

сов, высокая сама по себе, испытала резкое ускорение с возникновением жизни. Не зря В.И. Вернадский назвал деятельность живых существ одним из основных факторов геологической истории. В еще большей степени возросла скорость производства энтропии с возникновением цивилизации и выходом ее на стадию промышленного развития. В некоторых случаях рост произошел в астрономическое число раз.

Быстрый рост производства энтропии вследствие развития цивилизации может привести к нарушению энтропийного баланса Земли. Если сумма производства энтропии в геосфере и входящего с солнечным светом энтропийного потока станет больше выходящего потока, то с каждым годом энтропия планеты в целом будет возрастать. А рост энтропии приводит к увеличению беспорядка и разрушению имеющихся структур. В первую очередь разрушаются структуры, возникшие последними и находящиеся на вершине экологической пирамиды. Ну а самой молодой из глобальных земных структур является человеческое общество.

Имеются признаки, свидетельствующие, что мы уже подошли к опасному рубежу, за которым знак энтропийного баланса планеты изменяется. Эти признаки – знакомые всем симптомы глобального экологического кризиса: загрязнение окружающей среды, уменьшение биологического разнообразия, разрушение природных механизмов саморегуляции и связанное с этим снижение устойчивости экосистем. С точки зрения термодинамики, все это – проявление недостаточно эффективного удаления энтропии, неспособности естественного мусоропровода «Земля – Космос» справляться с нарастающим потоком отходов.

Как отсрочить, а лучше – предотвратить нарушение энтропийного баланса Земли? Поскольку проблема достаточно остра, то и решения часто предлагаются самые радикальные.

Наиболее экстремистская точка зрения заключается в том, что надо закрыть все электростанции, ликвидировать все вредные производства (а невредных производств не бывает) и фактически вернуться к натуральному хозяйству. Подобная попытка означает остановить развитие цивилизации.

В более умеренных предложениях заводам и электростанциям допускается существовать, но лишь при условии, что они будут переведены на полностью безотходное производство. Однако эта задача тоже не выполнима: в ходе любой деятельности отходы в той или иной форме неизбежно производятся.

Наиболее эффективным представляется путь, связанный с экономным использованием материальных и энергетических ресурсов.

1.17. Третье начало термодинамики

Третье начало термодинамики (тепловая теорема немецкого физика и химика Вальтера Нернста) представляет собой физический принцип, определяющий поведение энтропии при абсолютном нуле температуры. Оно является одним из постулатов термодинамики и формулируется так: *энтропия системы в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения к нулю её термодинамической температуры*

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0.$$

С понижением температуры во всякой системе наблюдается тенденция к упорядоченности. При абсолютном нуле температуры система находится в состоянии с минимальной энергией. Термодинамическая вероятность такого состояния W равна единице, и в соответствии с уравнением (1.9) энтропия равна нулю.

Третье начало термодинамики не вытекает из первых двух начал, оно является новым законом природы и позволяет определять абсолютное значение энтропии, чего нельзя сделать на основе первого и второго начал термодинамики.

Из третьего начала термодинамики следует, что абсолютного нуля температуры нельзя достигнуть ни в каком конечном процессе, связанном с изменением энтропии, к нему можно лишь асимптотически приближаться, поэтому третье начало термодинамики иногда формулируют как *принцип недостижимости абсолютного нуля температуры*.

Контрольные вопросы

1. Что изучает термодинамика?
2. Что называется термодинамической системой?
3. Что называют термодинамическими параметрами состояния системы? Приведите примеры термических и калорических параметров.
4. Дайте понятия равновесного и неравновесного состояний системы.
5. Сформулируйте нулевое начало термодинамики.
6. Дайте понятие термодинамического процесса. Какой процесс называется равновесным? Какой процесс называется неравновесным?
7. Что называют внутренней энергией термодинамической системы? Опишите способы изменения внутренней энергии.
8. Приведите формулировку и запишите математическое выражение первого начала термодинамики.
9. Почему невозможен вечный двигатель первого рода?

10. Опишите модель идеального газа.
11. Какой процесс в газе называется изотермическим? Сформулируйте закон Бойля – Мариотта. Запишите математическое выражение первого закона термодинамики к изотермическому процессу.
12. Какой процесс в газе называется изобарным? Сформулируйте закон Гей – Люссака. Запишите математическое выражение первого закона термодинамики к изобарному процессу.
13. Какой процесс в газе называется изохорным? Сформулируйте закон Шарля. Запишите математическое выражение первого закона термодинамики к изохорному процессу.
14. Дайте определение теплоизолированной системы.
15. Опишите адиабатный процесс в газе. Как изменяется температура идеального газа при адиабатном процессе?
16. Объясните понятие кругового процесса в термодинамике.
17. Опишите идеальный цикл Карно.
18. К каким отрицательным последствиям для окружающей среды приводит широкое использование тепловых двигателей в энергетике и транспорте?
19. Каковы пути уменьшения отрицательного влияния тепловых машин на окружающую среду?
20. Объясните понятие энтропии как функции состояния системы.
21. Запишите неравенство Клаузиуса.
22. В чём смысл второго начала термодинамики?
23. Запишите и объясните формулу Больцмана.
24. Сформулируйте третье начало термодинамики.

2. НЕРАВНОВЕСНАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Неравновесная термодинамика – это теория, изучающая системы, находящиеся вне состояния термодинамического равновесия и необратимые процессы.

Необходимость в её создании возникла в первой половине двадцатого века. Первые работы, посвященные неравновесной термодинамике, были опубликованы в 1931 году норвежско-американским химиком и физиком, лауреатом Нобелевской премии по химии (1968) Ларсом Онзагером (1903–1976). В дальнейшем существенный вклад в развитие неравновесной термодинамики внесли американский физик Карл Эккарт (1902–1973), российский физик-теоретик Дмитрий Николаевич Зубарев (1917–1992), бельгийский физик русского происхождения Илья Романович Пригожин (1917–2003), удостоенный Нобелевской премии за работы в этой области в 1977 году, профессора Лейденского университета С. Де Гроот и П. Мазур и другие. Следует отметить, что теория неравновесных систем активно развивается и в настоящее время.

2.1. Явления переноса в неравновесных системах

Объектом изучения неравновесной термодинамики является открытая неравновесная система.

Открытая система может подвергаться случайному или закономерному внешнему воздействию, которое способно создать в ней «неоднородность» того или иного параметра, характеризующего систему.

Если внешнее воздействие неконтролируемое (случайное), то созданное им в системе возмущение (неравновесность) будет представлять собой флуктуацию.

Флуктуация – это случайное отклонение величин, характеризующих состояние системы, от их средних значений.

Если в системе возникает неодинаковость термодинамических параметров (температуры, давления и др.) в различных её областях, то система **термодинамически неравновесна**. Процесс самопроизвольного возвращения системы в состояние равновесия после снятия возмущающего внешнего воздействия называется релаксацией.

В том случае, когда внешнее воздействие не флуктуативное, а может закономерно изменяться или оставаться постоянным, в системе будет существовать соответственно неоднородное распределение макроскопических параметров. Степень неоднородности пространственного распределения некоторой величины характеризуют **градиентом**

этой величины. Например, то, как резко изменяется температура от точки к точке нагретого тела, можно охарактеризовать градиентом температуры. Чем выше значения градиента в системе, тем более неравновесной является эта система.

Как и при флуктуации, макроскопическая неравновесность в системе, предоставленной самой себе (изолированной), самопроизвольно исчезает. Происходит релаксация, которая проявляется в выравнивании значений макропараметров, в уменьшении и исчезновении градиентов этих параметров. Например, неоднородность (градиент) температуры в изолированном теле исчезает благодаря переносу тепловой энергии в объёме тела. Такое явление называется **теплопроводностью**.

Явление **внутреннего трения (вязкость)** обусловлено неоднородностью (градиентом) скорости упорядоченного движения слоёв жидкости или газа, которая исчезает вследствие переноса импульса молекул из одного слоя в другой.

Аналогично возникает и явление **диффузии** – переноса частиц вещества из области, где их концентрация более высока, в ту область, где их концентрация меньше. В результате исчезает концентрационная неоднородность.

Такие процессы называются **явлениями переноса**. В частности, они могут происходить и при наличии градиентов, постоянно поддерживаемых в данной системе внешним воздействием. Механизмы различных явлений переноса аналогичны и обусловлены хаотическим характером движения громадного числа частиц, составляющих рассматриваемые системы, а «движущей силой» процесса переноса всегда является градиент соответствующего параметра. Существуют социальные аналоги физических процессов переноса, вызванные движущимися силами социального характера.

Процессы релаксации и явления переноса представляют собой примеры необратимых процессов, в которых промежуточные состояния не являются равновесными. Систему, в которой произошли необратимые процессы, невозможно вернуть в исходное состояние без того, чтобы не произвести в окружении некоторых изменений. Предположим, что в изолированной системе произошло постепенное исчезновение имевшейся первоначально неоднородности какого-либо макропараметра, например температуры. Тогда самопроизвольный возврат системы в исходное состояние представляет собой настолько значительную флуктуацию, что её вероятность практически равна нулю. Переход такой системы в первоначальное состояние практически невозможен без воздействия извне, а значит, и без следов такого воздействия в окружении.

Необратимые процессы являются теми природными проявлениями, которые позволяют выстроить последовательность моментов времени. Поэтому с необратимыми процессами в природе можно связать характерную для каждого такого процесса направленность времени (так называемую стрелу времени).

2.2. Энтропия открытой системы. Принцип производства минимума энтропии

В замкнутой системе, как и в открытой, тоже может сохраняться неравновесная ситуация, однако только до тех пор, пока система за счет своих внутренних процессов не достигнет равновесия, при котором её энтропия станет максимальной. В открытой системе, обменивающейся энергией с окружающей средой, за счет прихода энергии извне могут возникать диссипативные структуры (высокоупорядоченные самоорганизующиеся образования) с гораздо меньшей энтропией. Иначе говоря, система, самоорганизуясь в новом стационарном состоянии, уменьшает свою энтропию, она как бы «сбрасывает» её избыток, возрастающий за счет внутренних процессов, в окружающую среду. В живых организмах это происходит за счет дыхания, экскреции (выделения). Открытая система как бы «питается» отрицательной энтропией (негэнтропией), выбрасывая наружу положительную. При этом возникают новые устойчивые неравновесные, но близкие к равновесию состояния. При таком неравновесии рассеивание энергии минимально и интенсивность роста энтропии оказывается меньше, чем в других близких состояниях. В энергетических процессах открытых систем имеет место сформулированный Пригожиным **принцип производства минимума энтропии: в стационарном неравновесном состоянии производство энтропии минимально.**

Живой организм с точки зрения протекающих в нем физико-химических процессов можно рассматривать как сложную открытую систему, находящуюся в неравновесном, нестационарном состоянии. Для живых организмов характерна сбалансированность процессов обмена, ведущих к уменьшению энтропии. Конечно, с помощью энтропии нельзя охарактеризовать жизнедеятельность в целом, так как жизнь не сводится к простой совокупности физико-химических процессов. Ей свойственны другие сложные процессы саморегуляции.

Контрольные вопросы

1. Объясните суть понятия «неравновесная термодинамика».
2. Дайте определение термодинамически неравновесной системы.
3. В чём отличие равновесной и неравновесной системы?
4. Что такое релаксация неравновесной системы?
5. Поясните понятие градиента и понятие явления переноса.
6. С какими процессами связана направленность времени?
7. Сформулируйте принцип производства минимума энтропии.

3. САМООРГАНИЗАЦИЯ ПРИРОДЫ

3.1. Понятие самоорганизации

Самоорганизацией называют *природные скачкообразные процессы, переводящие открытую неравновесную систему, достигшую в своем развитии критического состояния, в новое устойчивое состояние с более высоким уровнем сложности и упорядоченности по сравнению с исходным.*

Критическое состояние – это состояние крайней неустойчивости, достигаемое открытой неравновесной системой в ходе предшествующего периода плавного эволюционного развития.

Идеи самоорганизации имели место ещё в классической науке XVIII–XIX вв. Это космогоническая гипотеза Канта – Лапласа, теория эволюции Чарльза Дарвина, теория поведения термодинамических систем Максвелла – Больцмана. Однако лишь 70-е гг. XX в., когда были накоплены большой теоретический материал и практический опыт, появилась возможность детального исследования открытых неравновесных систем, анализа и описания механизмов и закономерностей их развития. Разработка теории самоорганизации осуществлялась по нескольким сходящимся направлениям. Это синергетика (Г. Хакен), термодинамика неравновесных процессов (И. Пригожин), теория катастроф (Р. Том). Большую роль в становлении теории самоорганизации сыграли работы наших соотечественников: В. Вернадского, Б. Белоусова, В. Жаботинского, А. Руденко, Ю. Климантовича, А. Колмогорова. Современное естествознание идет по пути теоретического моделирования сложнейших природных систем, способных к саморазвитию и самоорганизации.

3.2. Основы синергетики

Термин «синергетика» (от греч. *synergeia* – сотрудничество, содружество) в научный обиход ввел немецкий физик, профессор Штутгартского университета Герман Хакен.

Синергетика – *наука о самоорганизации простых систем, о превращении хаоса в порядок.*

Она занимается изучением систем, состоящих из многих подсистем самой различной природы, таких как электроны, атомы, молекулы, клетки, механические элементы, фотоны, органы животных и даже люди.

Основными свойствами таких систем (независимо от их природы) являются:

1) **открытость** – обязательный обмен энергией и (или) веществом с окружающей средой;

2) **нелинейность** – способность качественно изменять своё поведение при количественном изменении воздействия;

3) **существенная неравновесность** – достигается при определенных состояниях и при определенных значениях параметров, характеризующих систему, которые переводят ее в критическое состояние, сопровождаемое потерей устойчивости;

4) **выход из критического состояния скачком** в процессе типа фазового перехода в качественно новое состояние с более высоким уровнем сложности и упорядоченности.

Скачок – это крайне нелинейный процесс, при котором малые изменения параметров системы (обычно они называются управляющими параметрами) вызывают очень сильные изменения состояния системы, её переход в новое качество. При этом старые структуры разрушаются, переходя к качественно новым структурам. Например, при снижении температуры воды до определенного значения она скачком превращается в лед. Около критической точки перехода достаточно изменить температуру воды (управляющий параметр) на доли градуса, чтобы вызвать ее практически мгновенное превращение в твердое тело.

В нелинейных системах развитие идет по нелинейным законам, приводящим к многовариантности путей выбора и альтернатив выхода из состояния неустойчивости.

Самоупорядочивание системы всегда связано со снижением энтропии в ней. Примером самоорганизующейся системы является лазер. Этот прибор создает высокоорганизованное оптическое излучение. Традиционные источники света – лампы накаливания, газоразрядные лампы – создают оптические излучения за счет процессов, подчиняющихся статистическим законам. Так, в нагретой до высокой температуры среде возбужденные атомы и ионы спонтанно излучают кванты света с различными длинами волн во всех направлениях. Только малую часть из них мы воспринимаем как видимый свет. Уровень организации подобной среды крайне низок, упорядоченность мала. Для лазерной активной среды, которая должна в принципе находиться в сильно неравновесном состоянии, характерна высокая упорядоченность атомных, ионных или молекулярных избирательно возбуждаемых состояний, что достигается направленным введением в среду организованного потока энергии (накачка). При выполнении определенного

условия в среде лавинообразно нарастает вынужденное излучение почти монохроматических квантов света, распространяющихся в одном направлении. Лазерная генерация возникает скачком после того, как плотность вводимой в среду энергии накачки превысит пороговое значение, зависящее от свойств активной среды, характера накачки и параметров оптического резонатора, в который помещают активную среду для усиления эффекта. Излучение выходит в виде узконаправленного луча.

Подобные процессы имеют место в химии, например смешивание жидкостей разных цветов, когда попеременно получается жидкость то красного, то синего цвета; в биологии – мышечные сокращения, электрические колебания в коре головного мозга, явление морфогенеза (отдельные клетки бывают только недифференцированными, специализация развивается в соответствующем окружении других клеток), динамика популяций (временные колебания численности видов) и т.д.

Самоорганизующиеся системы обретают присущие им структуры или функции без какого бы то ни было вмешательства извне. Обычно они состоят из большого числа подсистем. При изменении определенных условий, которые называются управляющими параметрами, в них образуются качественно новые структуры. Такие системы обладают способностью переходить из однородного, недифференцированного состояния покоя в неоднородное, но хорошо упорядоченное состояние или в одно из нескольких возможных состояний.

Этими системами можно управлять, изменяя действующие на них внешние факторы. Поток энергии или вещества уводит физическую, химическую, биологическую или социальную систему далеко от состояния термодинамического равновесия. Изменяя температуру, уровень радиации, давление и т.д., можно управлять системами извне.

Самоорганизующиеся системы способны сохранять внутреннюю устойчивость при воздействии внешней среды, они находят способы самосохранения, чтобы не разрушаться и даже улучшать свою структуру. Как замечает сам Хакен, это приводит нас в определенном смысле к своего рода обобщенному дарвинизму, действие которого распространяется не только на органический, но и на неорганический мир.

3.3. Неравновесная термодинамика И. Пригожина

Эта концепция имеет несколько иной аспект. Её существование является доказательством того факта, что неравновесие может быть причиной порядка.

До недавнего времени физическая наука вполне обходилась равновесной термодинамикой, предметом которой являются процессы преобразования энергии, протекающие в замкнутых системах, состояние которых близко к термодинамическому равновесию. Но в подобных системах невозможны процессы для самоорганизации.

Чтобы система могла не только поддерживать, но и создавать упорядоченность из хаоса, она непременно должна быть открытой и иметь приток энергии и вещества извне. Такие системы Пригожин назвал диссипативными. Весь доступный нашему познанию мир состоит именно из таких систем, и в этом мире повсюду обнаруживается эволюция, разнообразие форм и неустойчивость.

В ходе эволюционного этапа развития диссипативная система достигает в силу самого характера развития состояния сильной неравновесности и теряет устойчивость. Это происходит при критических значениях управляющих параметров, и дальнейшая зависимость происходящих процессов от действующих сил приобретает крайне нелинейный характер. Разрешением возникшей кризисной ситуации служит быстрый переход диссипативной системы в одно из возможных устойчивых состояний, качественно отличающихся от исходного. Пригожин трактует такой переход как приспособление диссипативной системы к внешним условиям, чем обеспечивается ее выживание. Это и есть акт самоорганизации системы.

Самоорганизация проявляется в форме гигантской коллективной флуктуации, которая не имеет ничего общего со статистическими законами физики. В состоянии перехода элементы системы ведут себя коррелированно, хотя до этого они пребывали в хаотическом движении.

В качестве примера можно рассмотреть этап перехода от однородной Вселенной к структурной. В начале этого перехода Вселенная представляла собой смесь трех почти не взаимодействовавших между собой субстанций: лептонов, фотонов и барионного вещества. Температура (3000 К) и плотность вещества к этому времени уже были достаточно низкими, и в этих условиях ни одно из четырех фундаментальных взаимодействий не могло обеспечить процессы нарастания сложности и упорядоченности вещества. Перспективой было образование «лептонной пустыни», аналога «тепловой смерти». Но этого не случилось, произошел скачок системы в качественно новое состояние: во Вселенной возникли разномасштабные структуры, находящиеся в сугубо неравновесных состояниях. Для объяснения этого процесса и привлекаются идеи самоорганизации материи. С формальной точки зрения Вселенную можно считать диссипативной системой, так как она открыта (если считать окружающей средой Вселенной вакуум);

неравновесна (в ней нарушен равновесный состав вещества и антивещества, она состоит из трех почти не взаимодействующих между собой частей, каждая из которых имеет свою температуру); температура и плотность вещества на данном этапе являются критическими, так как ни одно из физических взаимодействий не обеспечивает дальнейшего развития Вселенной. Все это и привело к скачку, образованию структурной Вселенной.

Переход диссипативной системы из критического состояния в устойчивое неоднозначен. Сложные неравновесные системы имеют возможность перейти из неустойчивого в одно из нескольких дискретных устойчивых состояний. В какое именно из них совершится переход – дело случая. В системе, пребывающей в критическом состоянии, развиваются сильные флуктуации, под действием одной из них происходит скачок в конкретное устойчивое состояние. Поскольку флуктуации случайны, то и «выбор» конечного состояния оказывается случайным. Но после совершения перехода назад возврата нет. Скачок носит одноразовый и необратимый характер. Критическое значение параметров системы, при которых возможен неоднозначный переход в новое состояние, называют **точкой бифуркации**.

Находясь между двумя точками бифуркации, система развивается закономерно, тогда как вблизи точек бифуркации существенную роль играют флуктуации, которые и определяют, какой из путей дальнейшего развития будет избран.

Таким образом, самоорганизация заставляет по-новому взглянуть на соотношение случайного и закономерного в развитии систем, а также в природе в целом. В развитии выделяются две фазы: плавная эволюция, ход которой достаточно закономерен и жестко детерминирован, и скачки в точках бифуркации, протекающие случайным образом и поэтому случайно определяющие последующий закономерный эволюционный этап вплоть до следующего скачка в новой критической точке.

В том, что точки бифуркации – это не абстракция, имеет возможность убедиться каждый человек. У любого человека возникали ситуации, когда он стоял перед выбором своего дальнейшего жизненного пути, и случайное стечение обстоятельств определяло этот путь.

Одним из простейших случаев спонтанной самоорганизации является так называемая неустойчивость Бенара: если мы будем постепенно нагревать снизу не слишком толстый слой вязкой жидкости, то до определенного момента отвод тепла от нижнего слоя жидкости к верхнему обеспечивается одной лишь теплопроводностью, без конвекции. Однако когда разница температур нижнего и верхнего слоев

достигает некоторого порогового значения, система выходит из равновесия и происходит поразительная вещь. В жидкости возникает конвекция, при которой коллективы из миллионов молекул внезапно, как по команде, приходят в согласованное движение, образуя конвективные ячейки в форме правильных шестиугольников. Это означает, что большинство молекул начинают двигаться с почти одинаковыми скоростями, что противоречит и положениям молекулярно-кинетической теории, и принципу порядка Больцмана из классической термодинамики. Если в классической термодинамике тепловой поток считается источником потерь (диссипации), то в ячейках Бенара он становится источником порядка. Пригожин характеризует возникшую в этом случае ситуацию как гигантскую флуктуацию, стабилизируемую путем обмена энергией с внешней средой.

3.4. Теория катастроф Р. Тома

Проблемами самоорганизации также занимается теория катастроф (математическая теория, анализирующая поведение нелинейных динамических систем при изменении их параметров).

Катастрофами называют *скачкообразные изменения, возникающие в виде внезапного ответа системы на плавное изменение внешних условий.*

Основой теории катастроф является новая область математики – теория особенностей гладких отображений, являющаяся далеким обобщением задач на экстремум в математическом анализе. Начало этой теории было положено в 1955 г. американским математиком Г. Уитни. После работ Р. Тома (давшего теории название) началось интенсивное развитие как самой теории катастроф, так и ее многочисленных приложений. Значение элементарной теории катастроф состоит в том, что она сводит огромное многообразие ситуаций к небольшому числу стандартных схем, которые можно детально исследовать раз и навсегда. Эта теория дает универсальный метод исследования всех скачкообразных переходов, разрывов, внезапных качественных изменений.

Сейчас теория катастроф широко применяется в механике конструкций, метеорологии, аэродинамике, оптике, теории кооперативных явлений, квантовой динамике. Но главное заключается в том, что эта теория подводит эффективную стандартную базу под описание качественных изменений в нелинейных уравнениях, моделирующих системы, далекие от равновесия. Она является основой анализа в теории бифуркаций, в теории переходов термодинамических систем в новые структурные состояния.

Контрольные вопросы

1. Что называется самоорганизацией?
2. Каким требованиям должна удовлетворять самоорганизующаяся система?
3. Что такое синергетика?
4. Какова роль неравновесной термодинамики в познании законов самоорганизации?
5. Какие структуры называют диссипативными?
6. Что такое бифуркация?
7. В чём суть теории катастроф?
8. Приведите примеры процессов самоорганизации в природе.

II. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Лабораторная работа № 1 ПРОВЕРКА ПЕРВОГО НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМИКИ

Цель работы – проверка первого начала термодинамики на основе компьютерного моделирования процессов взаимного превращения электрической, тепловой и механической энергии.

Приборы и приспособления: IBM PC – совместимый персональный компьютер (ПК), дискета с программой LABTD11.EXE.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Термодинамика – наука о наиболее общих свойствах макроскопических систем, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, а также о процессах перехода между этими состояниями. В основе термодинамики лежат фундаментальные принципы (так называемые начала), описывающие поведение энергии и энтропии при любых возможных процессах в системе. Первое начало термодинамики, сформулированное в середине XIX века в работах Ю.Р. Майера, Дж. Джоуля и Г. Гельмгольца, представляет собой закон сохранения энергии. Для замкнутых систем, обменивающихся энергией с окружающей средой, уравнение первого закона термодинамики имеет вид:

$$Q = \Delta U + A, \quad (1.1)$$

где Q – энергия, сообщенная системе;

ΔU – приращение внутренней энергии системы;

A – работа, совершенная системой.

В соответствии с первым началом термодинамики энергия Q , переданная системе, идет на изменение ее внутренней энергии U и на совершение работы против внешних сил A .

Энергия, сообщенная системе Q , может быть тепловой или иметь другую форму, так как первый закон термодинамики справедлив для любых процессов. Если система поглощает энергию, то Q принимает положительное значение.

Внутренняя энергия системы U складывается из кинетической энергии движения ее микрочастиц и потенциальной энергии их взаимодействия. Это сложная термодинамическая функция, полностью определяемая состоянием системы. Если система поглощает энергию, то запас внутренней энергии растет ($\Delta U > 0$). Внутренняя энергия может изменяться как за счет совершения над системой работы, так и

путем сообщения ей определенного количества теплоты. Поэтому можно говорить о двух формах передачи энергии от одного тела другому: работе и теплоте.

Работа – мера передачи механической энергии, связанная с перемещением тела как целого или взаимным перемещением отдельных его макрочастей. Если работа совершается системой, то $A > 0$; если же работа совершается над системой, то $A < 0$ (например сжатие газа).

Теплота – это энергия, передаваемая системе внешними телами путем теплообмена, т.е. процесса обмена внутренними энергиями при контакте тел с разными температурами.

Как Q , так и A в уравнении (1.1) характеризуют процесс и от состояний системы (начального и конечного) зависят неоднозначно, так как из начального состояния подойти к конечному состоянию можно разными путями, с различным поглощением энергии и различной величиной работы.

Если известен закон изменения параметров в процессе перехода системы из одного состояния в другое, то уравнение первого закона термодинамики можно записать в дифференциальной форме ($\delta Q = dU + \delta A$) и исследовать математически.

1) При изохорном процессе $V = \text{const}$, следовательно, работа расширения или сжатия газа равна нулю ($\delta A = 0$).

Поэтому $\delta Q = dU$, то есть вся подводимая к газу теплота идет на увеличение его внутренней энергии.

2) При изобарном процессе $p = \text{const}$. При постоянном давлении расширение и сжатие газа возможно, как и нагревание и охлаждение. В этом случае $\delta Q = dU + \delta A$, то есть подводимая к газу теплота идет на увеличение внутренней энергии газа и на совершение газом работы против внешних сил.

3) При изотермическом процессе $T = \text{const}$, следовательно $dU = 0$. В этом случае вся подведенная к газу теплота идет на совершение механической работы:

$$\delta Q = \delta A.$$

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная проверка первого начала термодинамики, т.е. проверка справедливости уравнения (1.1), сопряжена с рядом значительных трудностей. Прежде всего, необходимо отметить сложность измерения приращения внутренней энергии исследуемой термодинамической системы. Лишь в частном случае, когда исследуемой системой является идеальный газ, внутренняя энергия складывается

только из кинетических энергий теплового движения молекул и вычисляется по формуле

$$U = \frac{i}{2} \nu RT, \quad (1.2)$$

где ν – количество вещества;

R – универсальная газовая постоянная;

T – температура газа;

i – число степеней свободы молекулы газа.

В результате экспериментальная оценка изменения внутренней энергии может быть сведена к измерению разности температур в начале и в конце процесса.

Выбрав в качестве исследуемой термодинамической системы идеальный газ, заключенный в цилиндр под поршень, можно оценить изменение объема и измерить механическую работу, совершенную газом против внешних сил при его расширении. Однако здесь возникают новые практические трудности. Во-первых, необходимо исключить утечку газа из подпоршневого пространства и при этом ограничить силу трения, чтобы позволить поршню легко перемещаться под небольшим давлением идеального (т.е. весьма разреженного) газа. Во-вторых, весьма непросто оценить количество теплоты, полученное собственно газом, при условии, что и цилиндр, и поршень теплопроводны, обладают конечной теплоемкостью и излучательной способностью. Наконец, совсем нелегко измерить с требуемой точностью работу расширяющегося газа против внешних сил, если в эти силы входит реальная сила трения, а поршень совершает колебания относительно точек равновесия.

Все экспериментальные трудности легко преодолеваются при переходе от физического к имитационному эксперименту, который сводится к следующему. Поршень под действием силы тяжести опускается с высоты L_1 до L_2 (рис.1.1) и сжимает воздух в цилиндре. Воздух считается идеальным двухатомным газом (число степеней свободы $i=5$). Перепад высот $L_1 - L_2$ зависит как от конструктивных параметров установки (массы поршня M и площади поперечного сечения цилиндра S), так и от характера процесса сжатия газа. В данной работе моделируется изотермический процесс сжатия.

Затем сжатый под поршнем газ нагревается электронагревателем и, расширяясь, совершает работу по подъему поршня (рис.1.2). Высота подъема $L_3 - L_2$ зависит от количества теплоты, полученного газом. Если при расширении газ с находящимся в нем электронагревателем термоизолирован, то высота подъема поршня будет однозначно связана

с количеством электрической энергии, потребленной электронагревателем и превращенной в теплоту. Сравнивая количество теплоты, рассчитанное с использованием экспериментально полученной высоты подъема поршня, с теплотой, выделенной электронагревателем, можно оценить точность, с которой выполняется первое начало термодинамики в данном имитационном эксперименте.

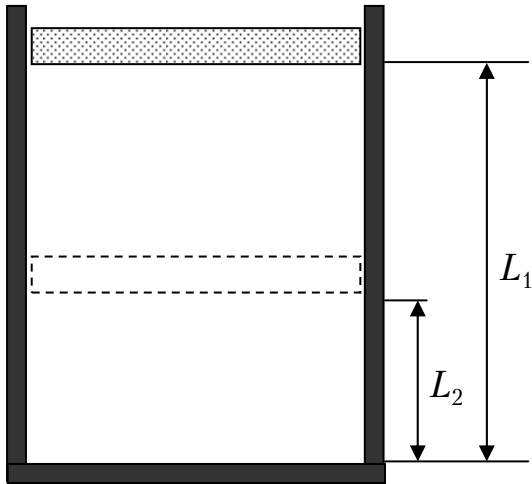


Рис.1.1. Изотермическое сжатие

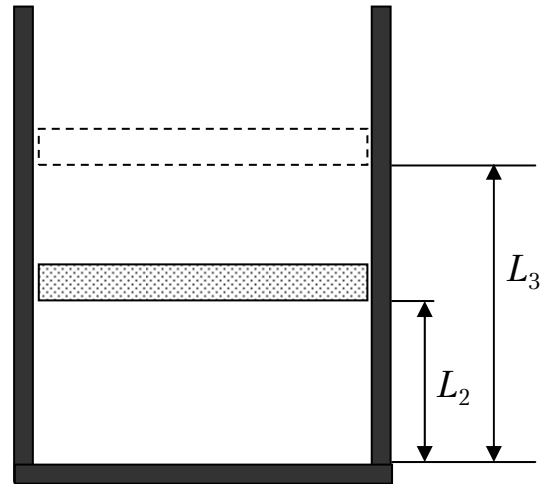


Рис.1.2. Изобарное расширение

Особую роль в эксперименте играет сила трения. Сжатый газ («газовая пружина») и поршень образуют пружинный маятник, колебания которого в отсутствие трения оказались бы незатухающими. Только благодаря трению после нескольких колебаний возможна остановка поршня как при его опускании под действием силы тяжести, так и при его подъеме в результате нагревания и расширения газа. В то же время из-за трения поршень останавливается не в точке равновесия, где сила давления газа и сила тяжести уравновешены, а в ее окрестности. Причем отклонение точки остановки от точки равновесия зависит от целого ряда факторов и носит во многом случайный характер. Наконец, расширяющийся газ при подъеме поршня совершает работу не только против сил тяжести и атмосферного давления, но и против сил трения.

Учитывая вышеизложенное, первое начало термодинамики для процесса расширения газа под поршнем можно с достаточной степенью точности записать в виде:

$$Q \approx \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R (T_2 - T_1) + Mg(L_3 - L_2) + F_{\text{тр}}(L_3 - L_2), \quad (1.3)$$

где Q – количество теплоты, полученное газом;

m и μ – масса и молярная масса газа под поршнем, соответственно;

- M – масса поршня;
- g – ускорение свободного падения, $g = 9,81 \text{ м/с}^2$;
- $T_2 - T_1$ – приращение температуры газа при его расширении;
- $L_3 - L_2$ – высота подъема поршня в результате расширения газа;
- $F_{\text{тр}}$ – сила трения.

Приближенность уравнения (1.3) обусловлена тем, что в нем не учтена та часть работы газа против силы трения, которая совершается при колебаниях поршня относительно точки равновесия. Однако учитывая небольшую амплитуду и значительную скорость затухания колебаний, это вполне допустимо (что и заложено в используемую в работе математическую модель).

До расширения газа (в положении L_2) и после него (в положении L_3) на поршень действуют одни и те же взаимоуравновешивающиеся силы (рис.1.3): сила тяжести $M\vec{g}$, сила атмосферного давления, равная p_0S , и сила давления газа, запертого под поршнем, равная pS . Следовательно, процесс расширения газа, сопровождающийся подъемом поршня, можно считать изобарным и протекающим при давлении

$$p = p_0 + \frac{Mg}{S}, \quad (1.4)$$

где S – площадь поперечного сечения поршня и цилиндра.

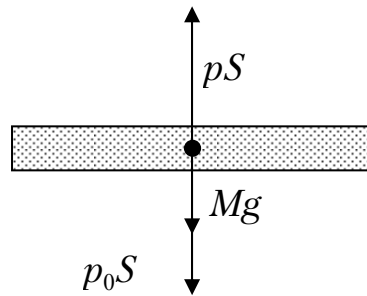


Рис. 1.3

Изобарность процесса позволяет выразить приращение температуры $T_2 - T_1$ в формуле (1.3) через высоту подъема поршня $L_3 - L_2$. Действительно, из уравнения Клапейрона – Менделеева следует[^]

$$T_2 - T_1 = \frac{p(V_3 - V_2)\mu}{Rm} = \frac{pS(L_3 - L_2)\mu}{Rm}, \quad (1.5)$$

где V_2 и V_3 – объемы, занимаемые газом до и после его расширения соответственно.

С учетом соотношения (1.5) уравнение (1.3) можно переписать в виде

$$Q \approx \frac{i}{2} pS(L_3 - L_2) + Mg(L_3 - L_2) + F_{\text{тр}}(L_3 - L_2), \quad (1.6)$$

а подставив в уравнение (1.6) соотношение (1.4), получим

$$Q \approx \left(\frac{i}{2} p_0 S + \frac{i+2}{2} Mg + F_{\text{тр}} \right) (L_3 - L_2). \quad (1.7)$$

В уравнении (1.7) параметры i , p_0 , S заданы изначально, а высоты L_2 и L_3 являются результирующими величинами двух последовательных имитационных экспериментов по сжатию и расширению газа в цилиндре.

Силу трения следует определить предварительно, проведя специальный эксперимент, заключающийся в измерении времени падения поршня при открытом клапане в днище цилиндра. В этом случае движение поршня происходит только под действием двух противоположно направленных постоянных сил: силы тяжести $M\vec{g}$ и силы трения $\vec{F}_{\text{тр}}$. Действительно, давление газа над и под поршнем одно и то же и равно атмосферному давлению. Вязкость воздуха при атмосферном давлении невелика, и сила сопротивления воздуха (сила вязкого трения) в условиях данного эксперимента много меньше силы тяжести и силы сухого трения. Это позволяет пренебречь силой сопротивления воздуха.

Тогда, используя второй закон Ньютона и формулу кинематики равноускоренного движения, можно записать:

$$\left. \begin{aligned} Ma &= Mg - F_{\text{тр}}; \\ L_1 &= \frac{at^2}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (1.8)$$

откуда

$$F_{\text{тр}} = M \left(g - \frac{2L_1}{t^2} \right), \quad (1.9)$$

где t – время падения поршня с высоты L_1 до основания цилиндра.

Уравнение (1.7) позволяет на основе результатов трех последовательных имитационных экспериментов вычислить количество теплоты, получаемое газом от нагревателя. С другой стороны, количество электрической энергии, которую потребляет и превращает в теплоту

нагреватель в ходе эксперимента, изначально задано (задаются напряжение, ток и время работы нагревателя) и определяется законом Джоуля – Ленца:

$$Q' = UIt'. \quad (1.10)$$

Так как отклонение точек остановки поршня от точек равновесия носит случайный характер, эксперименты по получению параметров L_2 и L_3 следует проводить многократно, вычисляя для каждой пары экспериментов по формуле (1.7) величину Q . Среднее значение $\langle Q \rangle$ рассчитывается по формуле

$$\langle Q \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n Q_i, \quad (1.11)$$

где n – число пар экспериментов.

Относительная погрешность эксперимента рассчитывается по формуле:

$$\delta Q = \frac{|Q' - \langle Q \rangle|}{Q'} \cdot 100\%. \quad (1.12)$$

ОПИСАНИЕ ИМИТИРУЕМОЙ УСТАНОВКИ И КОМПЬЮТЕРНОЙ ПРОГРАММЫ

Установка (рис. 1.4) состоит из цилиндра 3 с находящимся в нем идеальным газом 5 под массивным поршнем 2. Цилиндр имеет теплоизолирующую рубашку, т.е. полость 4, которая для обеспечения изотермичности при сжатии газа заполняется “идеальным” теплоносителем. При изобарном процессе расширения эта жидкость “сливается” и полость “откачивается” до высокого вакуума, что обеспечивает полную термоизоляцию газа от внешней среды.

В исходном положении поршень удерживается электромагнитом 1. Нагревание газа в цилиндре осуществляется электронагревателем 6 (электрорампочкой), находящимся вблизи дна цилиндра. В днище цилиндра имеется клапан 7, выпускающий газ из цилиндра при проведении эксперимента по определению силы трения скольжения поршня о цилиндр.

Установка имеет следующие неизменяемые параметры:

- рабочая высота цилиндра $L_1 = 0,15$ м;
- площадь поперечного сечения цилиндра $S = 1,37 \cdot 10^{-4}$ м²;

- атмосферное давление $p_0 = 10^5$ Па;
- напряжение и сила тока электронагревателя $U = 12$ В, $I = 0,02$ А;
- в качестве идеального газа используется двухатомный газ с числом степеней свободы $i = 5$.

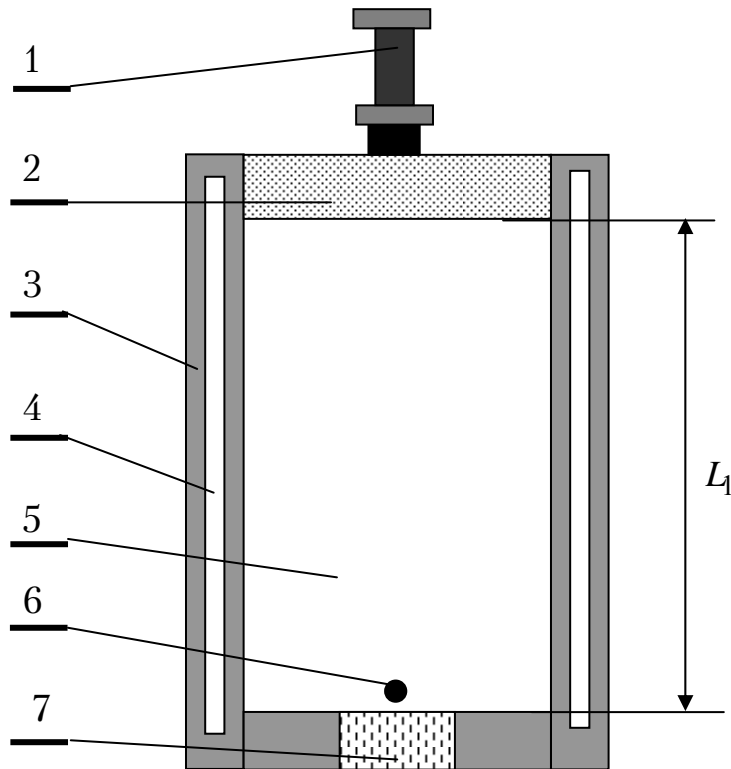


Рис. 1.4

Параметрами, которыми варьируют в процессе проведения лабораторной работы, являются масса поршня M и время t' протекания электрического тока через электронагреватель.

Лабораторная работа выполняется в три этапа.

На первом этапе при открытом положении клапана определяется сила трения на основе измерения времени падения поршня на дно цилиндра.

На втором этапе при закрытом клапане газ под поршнем сжимается изотермически. Движение поршня происходит под действием трех сил: силы тяжести, силы трения и силы давления газа.

На третьем этапе осуществляется изобарное расширение газа. Газ при этом нагревается с помощью электронагревателя. В этом случае в соответствии с первым началом термодинамики теплота, выделяемая

электронагревателем, расходуется на увеличение внутренней энергии системы и работу против внешних сил.

Моделирование экспериментов осуществляется компьютерной программой, написанной на языке Basic и обеспечивающей визуализацию на дисплее следующих процессов:

- движение поршня в машинном масштабе времени при определении силы трения;
- поступательное движение и колебание поршня около положения равновесия в машинном масштабе времени при изотермическом сжатии и изобарном расширении;
- измерение реального времени падения поршня по лабораторным часам при определении силы трения;
- измерение высоты остановки поршня после изотермического сжатия и изобарного расширения.

Компьютерная программа обеспечивает диалоговый режим общения пользователя с ПК. Компьютер дает указания к выполнению последовательности операций, отображая их на информационных табло, а пользователь с помощью клавиатуры выполняет указания ПК. В процессе диалогового общения задаются также и варьируемые параметры (M и t). Выполнив все предварительные операции, программа переходит к имитационному эксперименту, после завершения которого на экране дисплея отображается вся информация об эксперименте, которую необходимо внести в соответствующие таблицы (табл. 1.1 и 1.2).

Т а б л и ц а 1 . 1

Исходные данные и результаты расчета силы трения

Номер опыта	Масса поршня M , кг	Рабочая высота цилиндра L_1 , м	Время падения поршня t , с	Сила трения, Н	
				$F_{тр}$	$\langle F_{тр} \rangle$
1		0,15			
2					
3					

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Определение силы трения

1. Задать массу поршня, выбрав любое значение из диапазона $1,5 \leq M \leq 2,7$ кг, а после набора последней цифры нажать клавишу *Enter*.

2. Открыть клапан в днище цилиндра.

3. Освободить поршень.

П р и м е ч а н и е: выполнение пп.2 и 3, а также все последующие переходы от операции к операции осуществляются нажатием клавиши *Пробел*.

4. Время падения поршня определяет компьютер, и оно указывается на лабораторных часах.

5. Массу поршня и время, отсчитанное по лабораторным часам, внести в табл. 1.1.

6. Повторить выполнение эксперимента, т.е. пункты 1–4, три-пять раз, задавая различные значения массы или одно и то же значение массы поршня. Для повторного выполнения эксперимента нажать клавишу *Пробел*, а для перехода к изотермическому сжатию – клавишу *Enter*.

Проверка первого начала термодинамики по результатам изотермического сжатия и изобарного расширения:

1. Значение массы поршня, при которой выполнялся последний эксперимент по определению силы трения, занести в табл. 1.2, так как именно при этом значении массы будут выполняться все последующие эксперименты.

2. Подать теплоноситель в теплоизолирующую рубашку.

3. Закрыть клапан в днище цилиндра.

4. Освободить поршень.

5. Занести значение L_2 в табл. 1.2.

6. Слить теплоноситель из теплоизолирующей рубашки и откачать воздух до высокого вакуума.

7. Задать время подачи напряжения на нагреватель в интервале $10 \leq t \leq 25$ с, а после набора последней цифры нажать клавишу *Enter*.

8. Замкнуть электрическую цепь нагревателя.

9. Занести значение L_3 в табл. 1.2

10. Повторить пункты 2–9 три-пять раз, для чего после каждой пары опытов нажимать клавишу *Пробел*. Повторять имитационные эксперименты следует при одном и том же значении параметра t' .

11. Для завершения работы и выхода из программы нажать клавишу *Esc*.

ПОРЯДОК ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

1. Используя данные табл. 1.1 и формулу (1.9), рассчитать силу трения по результатам каждого эксперимента, а затем найти ее среднее значение. Все рассчитанные величины занести в табл. 1.1.
2. По данным табл. 1.2 и с учетом среднего значения силы трения (табл. 1.1) рассчитать величину Q_i по формуле (1.7) для каждой пары значений L_2 и L_3 и внести полученные результаты в табл. 1.2.
3. Определить среднее значение $\langle Q \rangle$ по результатам 3–5 опытов. Расчет среднего значения произвести по формуле (1.11), полученную величину внести в табл. 1.2.
4. По формуле (1.10) рассчитать величину Q' и внести её значение в табл. 1.2.
5. По формуле (1.12) определить относительную погрешность и внести её величину в табл. 1.2.
6. Произвести анализ результатов лабораторной работы.

Контрольные вопросы

1. Что называется внутренней энергией?
2. Опишите способы изменения внутренней энергии. Дайте понятия работы и теплоты.
3. Что называется термодинамической системой?
4. Сформулируйте и запишите первое начало термодинамики.
5. Запишите первое начало термодинамики для каждого из изопроцессов в идеальном газе.
6. Опишите порядок проведения имитационного эксперимента.

Лабораторная работа № 2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ ПРИ ПЛАВЛЕНИИ ОЛОВА

Цель работы – исследовать фазовый переход первого рода на примере плавления и кристаллизации олова. Определить температуру, удельную теплоту плавления олова и изменение энтропии при плавлении.

Приборы и приспособления – IBM PC – совместимый персональный компьютер (ПК), дискета с программой LABTD11.EXE.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Переход кристаллического твёрдого тела в жидкое (плавление) и обратно (кристаллизация) относится к фазовым превращениям первого рода, при которых скачком изменяются плотность, внутренняя энергия, энтропия тела. При этом поглощается (при плавлении) или выделяется (при кристаллизации) энергия, называемая теплотой плавления (кристаллизации). Если давление не меняется, то температура тела во время фазового перехода остаётся постоянной.

На рис. 2.1 изображена примерная диаграмма плавления: на оси абсцисс откладывается время, на оси ординат – температура олова.

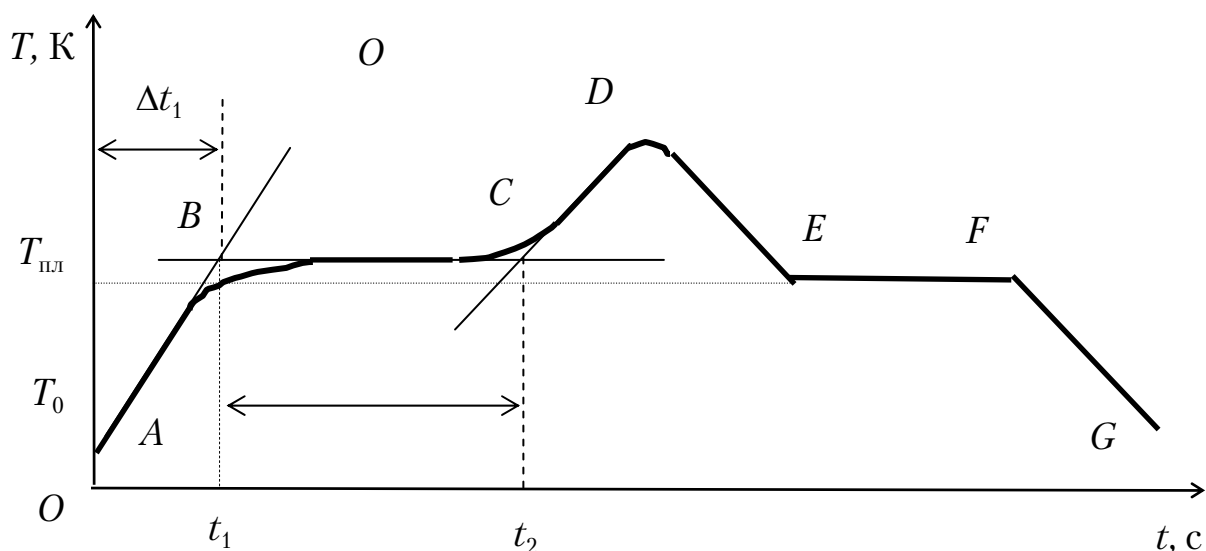


Рис. 2.1

При нагревании твердого тела внутренняя энергия возрастает, увеличивается амплитуда колебаний атомов в узлах кристаллической решетки. Это приводит к повышению температуры (линия AB).

Когда температура возрастает до точки плавления $T_{пл}$, амплитуда колебаний достигает такой величины, при которой начинается разрушение кристаллической решетки – твердое тело начинает плавиться. Процесс плавления происходит изотермически, т.е. при постоянной температуре (горизонтальная прямая BC), и характеризуется удельной теплотой плавления, которая определяется количеством теплоты, необходимым для расплавления единицы массы вещества:

$$\lambda = \frac{Q}{m}. \quad (2.1)$$

Во время плавления сохраняется двухфазное состояние (твердое и жидкое), но плавно меняется соотношение масс каждой из фаз. Когда закончится процесс плавления, остается жидкая фаза и температура жидкости начинает повышаться (кривая CD).

Если прекратить нагрев жидкости (точка D) и начать ее охлаждать, то кривая DE пойдет вниз. Когда температура понизится до $T_{пл}$ (см. рис. 2.1), начинается процесс кристаллизации. Качественно процесс кристаллизации, как и процесс плавления, можно объяснить изменением характера теплового движения частиц вещества. Под влиянием сил взаимного притяжения между частицами их движение при охлаждении вещества в конце концов превращается в хаотические тепловые колебания около некоторых неизменных средних положений – узлов кристаллической решетки. Процесс кристаллизации (линия EF) происходит при постоянной температуре, равной температуре плавления, и связан с выделением теплоты кристаллизации, равной теплоте плавления. Когда процесс кристаллизации закончится, прекратится выделение теплоты кристаллизации, начинается охлаждение твердого тела (кривая FG).

Процессы плавления и кристаллизации сопровождаются изменением энтропии вещества.

Так же как и внутренняя энергия, энтропия является функцией состояния термодинамической системы. Если термодинамическая система получает в обратимом процессе количество теплоты δQ при температуре T , то отношение $\delta Q/T$ определяет изменение энтропии dS системы, т.е.

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad (2.2)$$

и для обратимого процесса является полным дифференциалом. На практике обычно интересуются только изменением энтропии, а не ее абсолютным значением.

Изменение энтропии системы можно найти, используя второе начало термодинамики:

$$\Delta S = S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}, \quad (2.3)$$

где интеграл берется по пути термодинамического процесса между состояниями 1 и 2; S_1 и S_2 – значения энтропии в этих состояниях. Знак равенства соответствует обратимому процессу, а знак неравенства – необратимому.

Второе начало термодинамики (2.3) утверждает, что при обратимом процессе изменение энтропии системы равно интегралу от $\frac{\delta Q}{T}$ между состояниями 1 и 2 по обратимому пути и больше этого интеграла по пути необратимому, т.е. в этом случае интеграл от $\frac{\delta Q}{T}$ не выражает изменение энтропии, а меньше его.

Подсчитаем изменение энтропии при необратимом процессе плавления твердого тела. Процесс перехода вещества из твердого состояния в жидкое состоит из двух этапов:

1. Нагревание твердого тела от начальной температуры T_0 до температуры плавления $T_{\text{пл}}$. При этом

$$\delta Q_1 = cmdT; \quad Q_1 = \int_{T_0}^{T_{\text{пл}}} cmdT. \quad (2.4)$$

Изменение энтропии на этом этапе

$$\Delta S_1 = \int_{T_0}^{T_{\text{пл}}} \frac{cmdT}{T} = cm \ln \frac{T_{\text{пл}}}{T_0}. \quad (2.5)$$

2. Плавление тела. Температура плавления остается постоянной ($T_{\text{пл}} = \text{const}$). Количество теплоты, необходимое для плавления:

$$Q_2 = \lambda m. \quad (2.6)$$

Изменение энтропии системы при этом изотермическом процессе

$$\Delta S_2 = \frac{\lambda m}{T_{\text{пл}}}. \quad (2.7)$$

Поскольку энтропия – величина аддитивная, то полное изменение энтропии системы в процессе плавления

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = cm \ln \frac{T_{\text{пл}}}{T_0} + \frac{\lambda m}{T_{\text{пл}}}. \quad (2.8)$$

Энтропия характеризует степень беспорядочности теплового движения частиц в системе. Олово, как известно, имеет кристаллическую структуру и характеризуется упорядоченным пространственным расположением частиц на большом расстоянии, т.е. в расположении атомов олова реализуется дальний порядок. Процесс плавления представляет собой переход вещества в менее упорядоченное состояние – жидкое. По второму закону термодинамики такой переход должен сопровождаться возрастанием энтропии вещества.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В ходе выполнения лабораторной работы изучаются процессы нагрева твердого олова, его плавления, нагревания и охлаждения жидкого олова, его кристаллизация и охлаждение твердого тела. Для первых двух процессов определяется изменение энтропии, а по пятому – температура плавления олова. Для определения изменения энтропии необходимо опытным путем найти значение удельной теплоемкости в процессе нагрева твердого олова и значение удельной теплоты плавления в процессе его плавления.

Характеристики исследуемого образца приведены в табл. 2.1.

Т а б л и ц а 2 . 1

Материал	Масса m , кг	Температура плавления $T_{пл}^T$, К	Удельная теплоемкость c_T , Дж/кг·К	Удельная теплота плавления λ_T , кДж/кг
Олово	0,150	505	230	59

Методика эксперимента заключается в получении зависимости температуры исследуемого образца от времени и построении графика этой зависимости; в расчетном определении теплофизических характеристик материала – удельной теплоемкости и удельной теплоты плавления. По графику зависимости температуры от времени определяются время нагрева Δt_1 образца до температуры плавления, время плавления Δt_2 и температура плавления $T_{пл}$. С целью повышения точности температуру плавления определяем на этапе кристаллизации, так как эта температура стабильна в течение всего времени процесса.

Получив время нагрева, подсчитаем количество теплоты, выделившейся в нагревателе на первом этапе:

$$Q_3 = UIt_1, \quad (2.9)$$

где U – напряжение, подаваемое на нагреватель;

I – сила тока в нагревателе.

Но ввиду неидеальности установки на нагрев олова пойдет лишь часть этого количества теплоты, остальная передается в окружающую среду. Уравнение теплового баланса для первого этапа:

$$Q_1 = \eta Q_3, \quad (2.10)$$

где η – КПД установки ($\eta = 0,33$);

Q_1 – количество теплоты, необходимое для нагревания олова от температуры окружающей среды T_0 до температуры плавления $T_{пл}$.

$$Q_1 = cm(T_{пл} - T_0). \quad (2.11)$$

Подставив выражения (2.9) и (2.11) в уравнение (2.10), получим

$$cm(T_{пл} - T_0) = \eta UI t_1. \quad (2.12)$$

Отсюда выразим теплоемкость олова:

$$c = \frac{\eta UI t_1}{m(T_{пл} - T_0)}. \quad (2.13)$$

Получив по графику момент начала t_1 и конца плавления t_2 , время плавления можно определить по формуле

$$\Delta t_2 = t_2 - t_1. \quad (2.14)$$

Количество теплоты, выделившейся в нагревателе на этом этапе:

$$Q_4 = UI \Delta t_2. \quad (3.15)$$

Вследствие потерь на плавление олова пойдет только часть этого количества теплоты – Q_2 , её можно определить по формуле (2.16).

Уравнение теплового баланса для второго этапа:

$$Q_2 = \eta Q_4. \quad (2.16)$$

Подставив уравнения (2.6) и (2.15) в уравнение (2.16), получим

$$\lambda m = \eta UI \Delta t_2. \quad (2.17)$$

Выразим удельную теплоту плавления олова

$$\lambda = \frac{\eta UI \Delta t_2}{m}. \quad (2.18)$$

Получив экспериментальным путем теплофизические характеристики образца, по формуле (2.8) можно подсчитать изменение энтропии.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Внешний вид установки представлен на рис. 2.2.

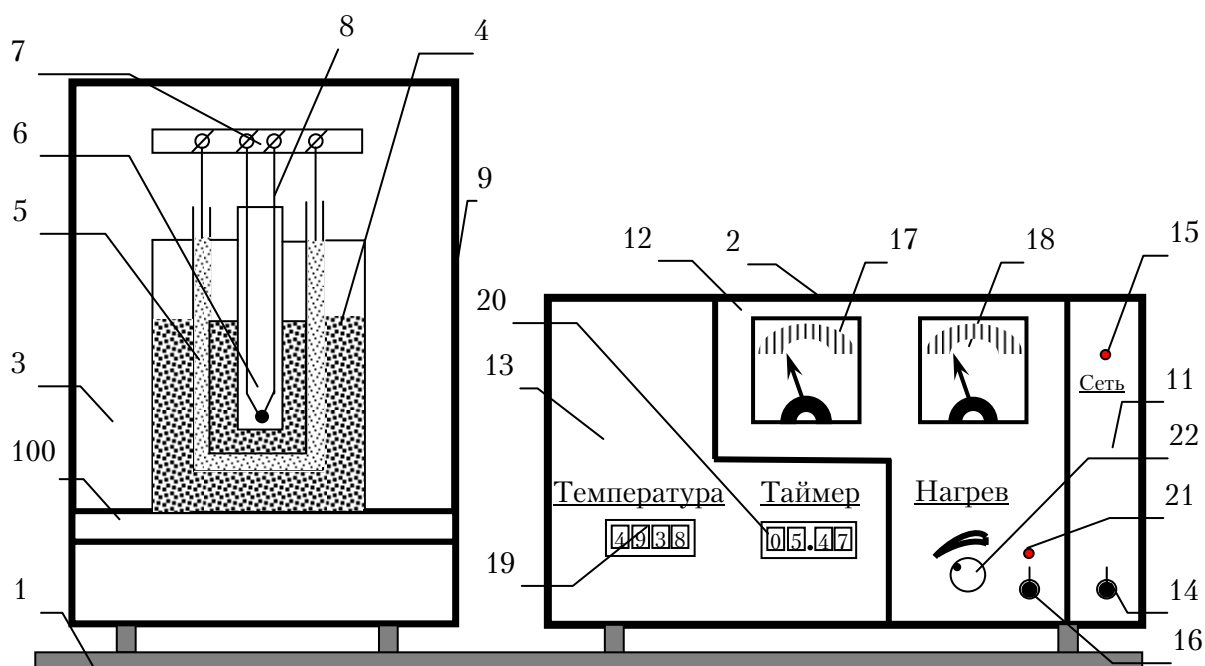


Рис. 2.2

Состав установки:

- | | |
|--------------------------|--------------------------|
| 1. Стойка. | 12. Блок регулирования. |
| 2. Блок приборов. | 13. Блок измерителей. |
| 3. Блок нагрева. | 14. Тумблер включения. |
| 4. стакан с оловом. | 15. Индикатор «Сеть». |
| 5. Нагреватель. | 16. Тумблер нагревателя. |
| 6. Датчик температуры. | 17. Вольтметр. |
| 7. Разъем. | 18. Амперметр. |
| 8. Электрические кабели. | 19. Термометр. |
| 9. Кожух. | 20. Таймер. |
| 10. Подставка. | 21. Индикатор «Нагрев». |
| 11. Блок питания. | 22. Регулятор. |

На стойке 1 смонтированы блок приборный 2 и блок нагревательный 3. В блоке нагревательном на подставке 10 установлен стакан с оловом 4, закрытый снаружи слоем теплоизоляции. Внутри стакана 4 размещены: нагреватель 5 в виде электрической спирали, помещенной в стеклянную трубку, и датчик температуры 6. Нагреватель 5 и датчик температуры 6 электрическими кабелями 8 через разъем 7 подключены к блоку приборному 2. Снаружи блок нагревательный закрыт защитным кожухом 9.

Блок приборный 2 включает в себя блок питания 11, блок регулирования нагрева 12 и блок измерительный 13. Блок питания содержит тумблер включения установки 14 и индикатор *Сеть* 15. Блок регулирования содержит тумблер включения нагревателя 16, индикатор *Нагрев* 21 и регулятор мощности 22. Напряжение, подаваемое на нагреватель, контролируется по вольтметру 17, сила тока в цепи – по амперметру 18. Блок измерительный содержит цифровой термометр 19 и электронный таймер 20. Питание на приборы подается автоматически при включении тумблера *Сеть*. Электронный таймер непрерывно показывает текущее время или время с начала эксперимента.

При включенном нагревателе через него течет постоянный ток и выделяется теплота. Часть теплоты расходуется на нагрев олова, а часть отдается в окружающую среду. КПД установки показывает, какая часть от выделившейся теплоты поглощается оловом. КПД установки для режима нагрева и плавления $\eta = 33\%$. Олово поглощает часть теплоты, выделяющейся в нагревателе, при этом его температура постоянно растет. Датчик фиксирует температуру олова, а цифровой термометр постоянно показывает её текущее значение.

При достижении температуры плавления показания термометра практически не меняются, т.к. плавление олова идет при постоянной температуре. При этом за счет направления передачи теплоты от горячего нагревателя к холодным стенкам и неравномерности температурных полей показания термометра немного превысят температуру плавления. После того, как все олово расплавится, теплота пойдет на нагревание полученной жидкости. При этом температура начнет увеличиваться, цифровой термометр зафиксирует её рост.

При отключении нагревателя разогретый стакан с оловом отдает теплоту в окружающую среду и остывает, его температура уменьшается. Когда температура достигает значения температуры плавления, начинается процесс кристаллизации, олово из жидкого состояния переходит в твердое. Процесс идет при постоянной температуре. Эта температура отличается стабильностью в течение длительного времени и считается температурой плавления. После того, как все олово станет твердым, начинается его остывание, термометр также фиксирует этот процесс.

Установка питается от сети переменного тока напряжением 220 В, поэтому при работе с ней необходимо соблюдать меры техники безопасности. В случае отклонения в работе установки следует немедленно выключить тумблер *Сеть*, вынуть шнур питания из сети.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включите тумблер *Сеть* на правой панели, при этом загорится светодиод *Сеть*. Автоматически включается термометр, показывающий температуру олова, и таймер.

2. Запишите значение начальной температуры олова в табл. 2.2 и переведите её в систему СИ по формуле

$$T_0 = t_0 + 273. \quad (2.19)$$

3. Включите тумблер *Нагрев*, при этом загорается светодиод и начинают работать приборы – вольтметр и амперметр.

4. Вращением регулятора установите напряжение 20 В, запишите значения напряжения и тока в табл. 2.2. Отметьте время начала эксперимента.

5. Через каждую минуту в табл. 2.3 записывайте значения температуры олова, отсчитанные по термометру.

6. Постоянно контролируйте напряжение питания и при его отклонениях устанавливайте регулятором требуемое значение ($U_{\text{п}} = 20 \text{ В}$).

7. При достижении температуры олова $280 \text{ }^\circ\text{C}$ выключите нагреватель.

8. Продолжайте записывать в табл. 2.3 значения температуры олова.

9. При достижении температуры $180 \text{ }^\circ\text{C}$ выключите установку.

10. На миллиметровке в соответствующем масштабе постройте график зависимости температуры олова от времени.

11. На линии нагрева и плавления постройте касательные, точка их пересечения дает момент начала плавления олова t_1 (см. рис 2.1).

12. Проведите касательную к линии нагрева жидкого олова. Точка пересечения её с линией плавления дает время окончания плавления t_2 .

13. По графику определите время нагрева t_1 олова до температуры плавления и время плавления: $\Delta t_2 = t_2 - t_1$. Данные запишите в табл. 2.2.

14. На линии охлаждения определите температуру кристаллизации (плавления) и запишите её в табл. 2.2.

15. Сравните полученное значение $T_{\text{пл}}$ с табличной величиной и подсчитайте относительную погрешность её определения по формуле

$$\delta T = \frac{T_{\text{пл}} - T_{\text{пл}}^{\text{т}}}{T_{\text{пл}}^{\text{т}}} \cdot 100\%. \quad (2.20)$$

16. Подсчитайте значение удельной теплоемкости олова по формуле (2.13) и относительную погрешность её определения по формуле

$$\delta c = \frac{c_{\text{т}} - c}{c_{\text{т}}} \cdot 100\%. \quad (2.21)$$

17. Вычислите значение удельной теплоты плавления олова по формуле (2.18) и сравните её с табличной по формуле

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_T - \lambda}{\lambda_T} \cdot 100\%. \quad (2.22)$$

18. Определите изменение энтропии по формуле (2.8). Данные всех расчетов запишите в табл. 2.4.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты измерений и расчетов представьте в табл. 2.2-2.4

Таблица 2.2

T_0, K	$U_{\text{пл}}, \text{В}$	$I, \text{А}$	$t_1, \text{с}$	$t_2, \text{с}$	$\Delta t_2, \text{с}$	$T_{\text{пл}}, \text{K}$

Таблица 2.3

Минуты	$t, ^\circ\text{C}$	Минуты	$t, ^\circ\text{C}$	Минуты	$t, ^\circ\text{C}$	Минуты	$t, ^\circ\text{C}$	Минуты	$t, ^\circ\text{C}$
1		11		21		31		41	
2		12		22		32		42	
3		13		23		33		43	
10		20		30		40		50	

Таблица 2.4

$T_{\text{пл}}, \text{K}$	$T_{\text{пл}}^T, \text{K}$	$\delta T, \%$	$c, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}$	$c_T, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}$	$\delta c, \%$	$\lambda, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$\lambda_T, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$\delta \lambda, \%$	$\Delta S, \frac{\text{Дж}}{\text{K}}$

Контрольные вопросы

1. Какие системы называют гомогенными и гетерогенными? Что называется фазой в термодинамике?
2. Что называется фазовым переходом первого рода, второго рода?
2. Что называется плавлением и кристаллизацией твердых тел?
3. Объясните ход температурной кривой при плавлении и кристаллизации.
4. Что называется удельной теплотой плавления твердого тела? Как она определяется?
5. Что такое энтропия? Как определить изменение энтропии?
6. Сформулируйте второе начало термодинамики.
7. Раскройте сущность физического смысла изменения энтропии при плавлении и кристаллизации твердых тел.

Лабораторная работа № 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ВОЗДУХА КАПИЛЛЯРНЫМ МЕТОДОМ

Цель работы – изучение внутреннего трения воздуха как одного из явлений переноса в газах.

Приборы и принадлежности – экспериментальная установка ФПТ1-1.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Беспорядочное тепловое движение молекул приводит к постоянному перемещению их масс, изменению скоростей и энергий. При наличии в жидкости (газе) неоднородности плотности, температуры или скорости упорядоченного перемещения отдельных слоёв жидкости (газа) за счёт теплового движения молекул происходит выравнивание этих неоднородностей. При этом возникают особые процессы – явления переноса. В данной работе исследуется одно из явлений переноса – внутреннее трение (вязкость).

Внутреннее трение – это свойство текучих тел (жидкостей и газов) оказывать сопротивление перемещению одного слоя вещества относительно другого.

Еще И. Ньютон установил опытным путем, что при скольжении друг относительно друга двух параллельных плоскостей, пространство

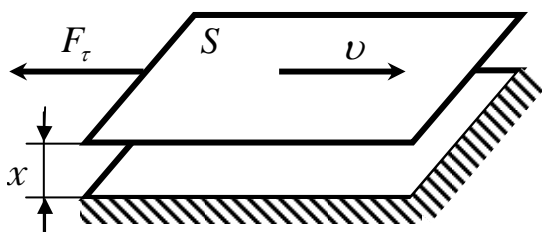


Рис. 3.1

между которыми заполнено жидкостью, силы вязкого трения препятствуют этому скольжению (рис. 3.1). Так, при движении со скоростью v верхней плоскости относительно нижней возникает сила вязкого трения, направленная против движения и равная:

$$F = \eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S, \quad (3.1)$$

где F – модуль силы внутреннего трения;

S – площадь слоя, по которому происходит сдвиг;

dv/dx – градиент скорости течения (быстрота изменения скорости от слоя к слою);

η – коэффициент динамической вязкости (вязкость).

Формула (3.1) справедлива, если расстояние x между пластинами значительно меньше их линейных размеров. Частицы жидкости, прилегающие к верхней пластине, движутся вместе с ней со скоростью v (увлекаются пластиной). Напротив, частицы жидкости вблизи нижней (неподвижной) пластины находятся в покое (прилипают к пластине). Представим, что жидкость между пластинами состоит из плоских параллельных слоев, движущихся равномерно (рис. 3.2). Нетрудно понять, что каждый вышележащий слой увлекает за собой нижний соседний слой с силой F_τ . В свою очередь, этот нижний слой тормозит движение верхнего слоя с той же силой F_τ . На каждый слой действуют сверху и снизу две равные, но противоположно направленные силы. Скорость слоев возрастает от нижнего слоя к верхнему линейно (рис. 3.2), а силы трения, действующие на каждый из слоев, одинаковы. Как результат, усилие $F = F_\tau$, приложенное к верхней пластине, передается на нижнюю пластину.

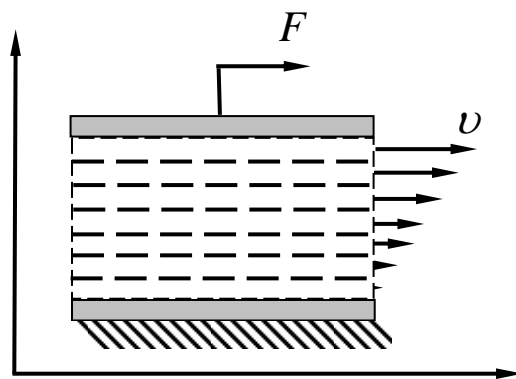


Рис. 3.2

Динамическая вязкость η численно равна силе внутреннего трения, приходящейся на единицу площади поверхности касания слоев, необходимой для поддержания разности скоростей, равной единице между двумя параллельными слоями жидкости (газа), расстояние между которыми равно единице. Единица вязкости – 1 Па·с.

Чем больше вязкость, тем сильнее жидкость отличается от идеальной, тем больше силы внутреннего трения. Вязкость зависит от температуры, причем характер температурной зависимости для жидкостей и газов различен (для жидкостей вязкость с увеличением температуры уменьшается, а у газов, наоборот, увеличивается). Это указывает на различие в них механизмов внутреннего трения. В жидкостях, где расстояния между молекулами много меньше, чем в газах, вязкость обусловлена в первую очередь межмолекулярным взаимодействием, ограничивающим подвижность молекул. В газах расстояния между молекулами существенно больше радиуса действия молекулярных сил. Поэтому вязкость газов – следствие хаотичного (теплового) движения молекул, в результате которого происходит постоянный обмен молекулами между движущимися друг относительно друга слоями газа. Это приводит к переносу от слоя к слою определенного количества движения, в результате чего медленные слои ускоряются, а более быстрые замедляются. Работа внешней силы, уравнивающей

вязкое сопротивление и поддерживающей установившееся течение, полностью переходит в теплоту. Вязкость газа не зависит от его плотности (давления p), так как при сжатии газа общее количество молекул, переходящих из слоя в слой увеличивается, но зато каждая молекула менее глубоко проникает в соседний слой и переносит меньшее количество движения.

Вязкость идеальных газов определяется соотношением:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle \ell \rangle,$$

где ρ – плотность газа;

$\langle v \rangle$ – средняя арифметическая скорость теплового движения молекул;

$\langle \ell \rangle$ – средняя длина свободного пробега молекулы.

Так как средняя арифметическая скорость теплового движения молекул $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}$ возрастает с повышением температуры T , вязкость газов увеличивается при нагревании (пропорционально \sqrt{T}).

Средняя длина свободного пробега молекулы

$$\langle \ell \rangle = \left(\sqrt{2} \pi \sigma^2 n \right)^{-1},$$

где m_0 и σ – масса и эффективный (газокинетический) диаметр молекулы;

k – постоянная Больцмана;

n – концентрация молекул газа (число молекул в единице объёма).

Для очень разреженных газов понятие вязкости теряет смысл.

Существует два режима течения жидкостей (газов) – ламинарное и турбулентное. Течение называется **ламинарным** (слоистым), если вдоль потока каждый выделенный тонкий слой скользит относительно соседних слоев, не перемешиваясь с ними, и **турбулентным** (вихревым), если вдоль потока происходят вихреобразование и перемешивание жидкости (газа). Ламинарное течение наблюдается или у очень вязких жидкостей, или при течениях, происходящих с достаточно малыми скоростями, а так же при медленном обтекании жидкостью тел малых размеров.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Работа выполняется на экспериментальной установке ФПТ-I, общий вид которой приведен на рис. 3.3.

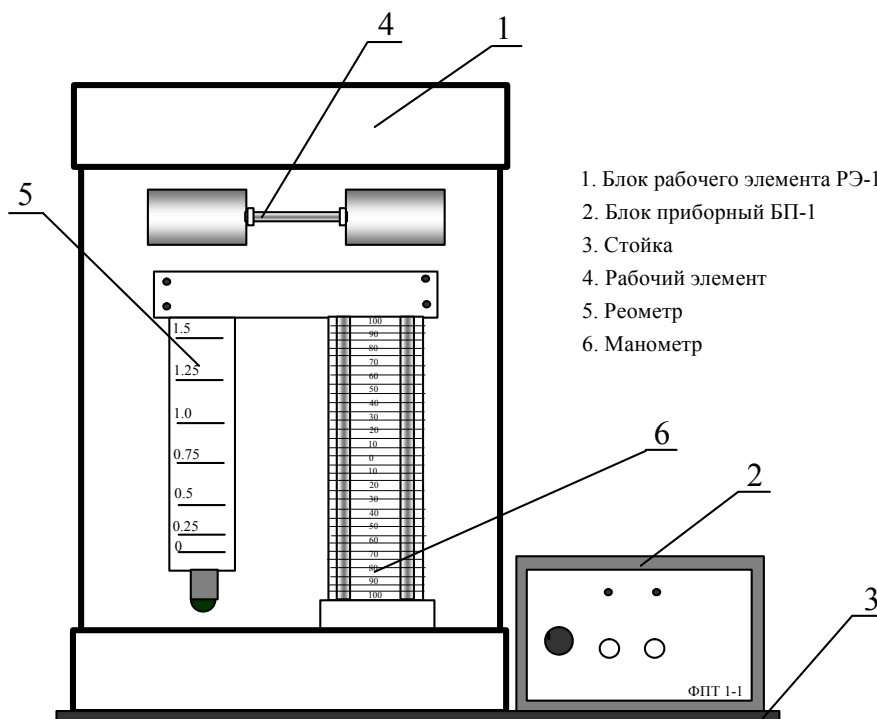


Рис. 3. Установка ФПТ-1-1

Воздух в капилляр 4 нагнетается микрокомпрессором, размещенным в блоке приборов 2. Объемный расход воздуха измеряется реометром 5, а нужное его значение устанавливается регулятором «Воздух», который находится на передней панели блока приборов. Для измерения разности давлений воздуха на концах капилляра предназначен U-образный водяной манометр 6. Геометрические размеры капилляра – радиус $R = 0,5$ мм, длина $\ell = 10$ см.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

В процессе проведения эксперимента воздух с небольшой скоростью продувается через длинный тонкий канал (капилляр). При малых скоростях потока течение в канале является ламинарным, т.е. поток воздуха движется отдельными слоями, и его скорость в каждой точке направлена вдоль оси канала. Такое течение устанавливается на некотором расстоянии от входа в капилляр, поэтому для достижения достаточной точности эксперимента необходимо выполнение условия $R \ll L$, где R – радиус, L – длина капилляра.

Рассмотрим подробнее движение газа в круглом канале диаметром $d = 2R$ при ламинарном режиме течения. Выделим воображаемый цилиндрический объем радиусом r и толщиной dr (рис. 3.4, а).

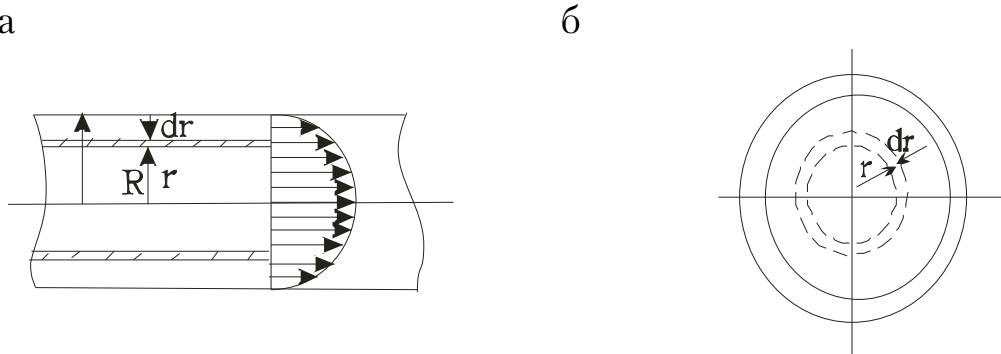


Рис. 3.4

Давления на торцах цилиндра p_1 и p_2 . При установившемся ламинарном течении вектор скорости в каждой точке канала не меняется со временем. Тогда сила давления на выбранный объем, действующая в направлении течения газа и равная по величине $F = pS = (p_1 - p_2)\pi r^2$, уравнивается силой внутреннего трения, действующей со стороны наружных слоев газа на боковую поверхность рассматриваемого объема:

$$(p_1 - p_2) \cdot \pi r^2 = \eta \left| \frac{dv}{dr} \right| S, \quad (3.2)$$

где S – площадь боковой поверхности цилиндра, $S = 2\pi rL$.

Вследствие трения скорость газа убывает с увеличением расстояния от оси канала. Следовательно, величина $\frac{dv}{dr}$ отрицательна и

$$(p_1 - p_2) \cdot \pi r^2 = -\eta \frac{dv}{dr} \cdot 2\pi rL. \quad (3.3)$$

Решая уравнение (3.3) методом разделения переменных, получают выражение для скорости движения слоев газа:

$$v = -\frac{(p_2 - p_1)r^2}{4\eta L} + C. \quad (3.4)$$

Постоянную интегрирования C определяют, используя граничное условие прилипания: при $r = R$, $v = 0$ (слой жидкости, примыкающий к поверхности капилляра, в котором она течет, из-за сил молекулярного сцепления прилипает к ней и остается неподвижным).

В этом случае
$$C = \frac{(p_2 - p_1)R^2}{4\eta L}. \quad (3.5)$$

Поэтому
$$v = \frac{(p_1 - p_2) \cdot (R^2 - r^2)}{4\eta L} = \frac{\Delta p}{4\eta L} (R^2 - r^2). \quad (3.6)$$

Из (3.6) следует, что профиль скорости в капилляре параболический (скорости слоев тем больше, чем больше их расстояние до поверхности капилляра), причем величина скорости максимальна на оси капилляра при $r = 0$ (рис. 3.4, а).

$$v_{\max} = \frac{\Delta p}{4\eta L} R^2. \quad (3.7)$$

Объемный расход газа (объем газа, протекающего за единицу времени через поперечное сечение канала) может быть вычислен так.

Разобьем поперечное сечение канала на кольца шириной dr (рис. 3.4, б). Объемный расход газа dQ через кольцо радиусом r равен

$$dQ = v dS = \frac{\Delta p}{4\eta L} (R^2 - r^2) \cdot 2\pi r dr.$$

Тогда объемный расход газа Q через канал

$$Q = \frac{\pi \Delta p}{2\eta L} \int_0^R (R^2 - r^2) \cdot r dr = \frac{\pi R^4 \Delta p}{8\eta L}, \quad (3.8)$$

откуда

$$\eta = \frac{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^4 \Delta p}{8QL}. \quad (3.9)$$

Измеряя объемный расход Q и разность давлений Δp воздуха на концах капилляра длиной L и диаметром d , по формуле (3.9) рассчитывают коэффициент вязкости η .

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включите установку тумблером *Сеть*.
2. С помощью регулятора расхода установите по показаниям реометра выбранное значение объемного расхода воздуха Q .
3. Измерьте разность давлений Δp в коленах манометра. Значения Q и Δp занесите в табл. 3.1.

4. Повторите измерения по п.п. 2–3 для 3–5 значений объемного расхода воздуха.

5. Установите регулятор расхода воздуха на минимум, после чего выключите установку тумблером *Сеть*.

Т а б л и ц а 3.1

Номер измерения	Q , м ³ /с	Δp , Па	η_i , Па·с	$\langle \eta \rangle$, Па·с	$\Delta \eta$, Па·с	$\delta \eta$, %
1						
2						
3						
4						
5						

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Для каждого режима определите коэффициент вязкости воздуха по формуле (3.9).

2. Найдите среднее значение коэффициента вязкости $\langle \eta \rangle$ по формуле

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \eta_i,$$

где n – число измерений.

3. Оцените погрешность результатов измерений по формуле

$$\delta \eta = \frac{\langle \Delta \eta \rangle}{\langle \eta \rangle} \cdot 100\%,$$

где $\langle \Delta \eta \rangle = \sum_{i=1}^n \Delta \eta_i$, $\Delta \eta_i = \langle \eta \rangle - \eta_i$.

4. По экспериментально определенному значению коэффициента вязкости η рассчитайте среднюю длину свободного пробега $\langle \ell \rangle$, среднее число столкновений за 1 с $\langle z \rangle$ и концентрацию n молекул воздуха.

Для этого необходимо измерить температуру t и давление p воздуха в комнате. По формуле $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$ вычислите среднюю скорость теплового движения молекул воздуха, учитывая, что молярная масса воздуха $M = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, абсолютная температура $T = t + 273$, а универсальная газовая постоянная $R = 8,31$ Дж/(моль·К).

По формуле $n = \frac{p}{kT}$ рассчитайте концентрацию молекул воздуха ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана).

Из уравнения Клапейрона – Менделеева $p = \frac{\rho RT}{M}$ выразите плотность воздуха и рассчитайте её значение при данной температуре,

$$\rho = \frac{pM}{RT}.$$

По формуле $\langle \ell \rangle = \frac{3\eta}{\rho \langle v \rangle}$ вычислите среднюю длину свободного пробега молекул.

Затем по формуле $\sigma = \frac{1}{\sqrt{1,41\pi n \langle \ell \rangle}}$ определите эффективный диаметр молекулы воздуха и по формуле $\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot \pi n \sigma^2 \langle v \rangle$ – среднее число столкновений молекул за 1 с.

Занесите значения n , $\langle v \rangle$, $\langle \ell \rangle$, $\langle z \rangle$ и σ в табл. 3.2.

Т а б л и ц а 3.2

Название расчетной величины	T , К	p , Па	ρ , кг/м ³	$\langle v \rangle$, м/с	n , м ⁻³	$\langle \ell \rangle$, м	σ , м	$\langle z \rangle$, с ⁻¹
Значение расчетной величины								

Контрольные вопросы

1. Расскажите о явлениях переноса в газах.
2. Объясните явление внутреннего трения в идеальном газе с точки зрения молекулярно-кинетической теории.
3. Напишите и объясните формулу Ньютона для внутреннего трения.
4. В чем состоит физический смысл коэффициента вязкости? В каких единицах СИ измеряется эта величина?
5. Как зависит вязкость жидкости и газа от температуры?
6. Напишите формулу для коэффициента вязкости идеального газа.
7. Какая величина называется средней скоростью теплового движения молекул идеального газа? От чего зависит её значение?

8. Что такое средняя длина свободного пробега молекул? Как она связана с коэффициентом динамической вязкости для идеального газа?

9. В чем заключается капиллярный метод определения коэффициента вязкости газов?

10. Что называют объемным расходом газа? Выведите формулу Пуазейля. При каких условиях ее применяют?

11. Как изменяется скорость движения газа по радиусу канала при ламинарном режиме течения? Нарисуйте годограф скоростей.

12. Как оценить среднюю длину свободного пробега и эффективный диаметр молекулы газа, используя явление внутреннего трения?

13. Почему при строительстве магистральных газопроводов используют трубы большого диаметра, а не увеличивают давление газа при его транспортировании?

Лабораторная работа №4 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТОДОМ НАГРЕТОЙ НИТИ

Цель работы: изучение теплопроводности как одного из явлений переноса в газах; освоение методики определения коэффициента теплопроводности газа.

Приборы: установка для определения коэффициента теплопроводности воздуха ФПТ1-3.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В ГАЗАХ

Из второго начала термодинамики следует, что во всякой изолированной (т.е. не испытывающей никаких внешних воздействий) системе самопроизвольно протекают только такие процессы, которые приводят ее в состояние, не изменяющееся в дальнейшем с течением времени. Такое состояние термодинамической системы называется тепловым равновесием. Например, тепло всегда переходит от горячего тела к холодному, пока температуры обоих тел не станут одинаковыми, то есть пока не установится тепловое равновесие.

Если в газе существует пространственная неоднородность плотности, температуры или скорости движения отдельных его слоев, то на хаотическое тепловое движение молекул накладывается их упорядоченное движение. При этом возникают потоки вещества, энергии или импульса. В результате происходит самопроизвольное выравнивание параметров газа. Эти потоки являются физической основой так называемых явлений переноса. К явлениям переноса относятся диффузия, теплопроводность и внутреннее трение (вязкость). Диффузия обусловлена переносом массы, а внутреннее трение – переносом импульса молекул.

Рассмотрим более подробно теплопроводность. Это явление возникает при наличии разности температур, обусловленной внешними причинами. Теплопроводность газа заключается в непосредственной передаче кинетической энергии хаотического молекулярного движения от одних молекул к другим при их соударениях.

Если значения температуры различных слоев газа отличаются друг от друга, то и значения средней кинетической энергии также будут разными. Молекулы, движущиеся из более нагретых частей объема газа, попадая в менее нагретые слои и сталкиваясь с молекулами, имеющими меньшие скорости, передают им часть своей энергии. Так, молекулы из менее нагретых слоев газа увеличивают свою энергию. Этим

объясняется передача тепла в направлении убывания температуры. Этот процесс не сопровождается макроскопическим движением среды.

Для простоты рассмотрим одномерное явление теплопроводности. В этом случае определяющие ее физические величины зависят только от одной координаты (например координаты x). Предположим, что газ заключен между двумя параллельными поверхностями, имеющими температуры T_1 и T_2 (рис.4.1).

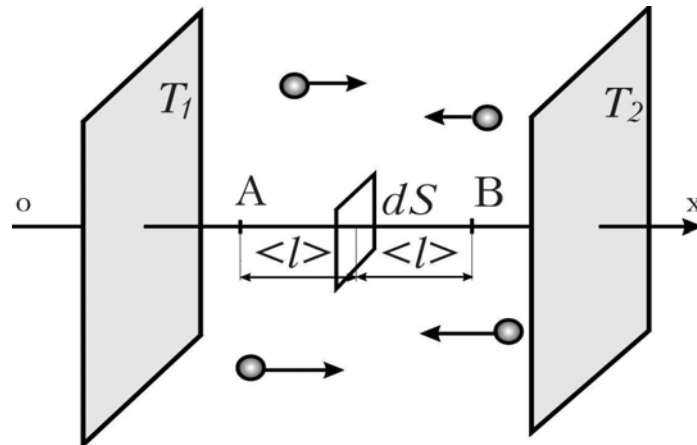


Рис. 4.1

Если эти температуры поддерживать постоянными, то через газ установится стационарный (т.е. неизменный во времени) поток теплоты. Направим ось ox перпендикулярно к этим поверхностям. Неоднородность в пространстве значений температуры может быть задана с помощью градиента. Градиент – это вектор, характеризующий изменение физической величины (в данном случае температуры) при перемещении на единичную длину и направленный в сторону наиболее быстрого ее возрастания.

Таким образом, вдоль оси ox будет иметь место градиент температуры $\frac{dT}{dx}$. Количество теплоты Q , передаваемое вследствие теплопроводности за время τ через поверхность площадью S , расположенную перпендикулярно оси ox , определяется законом Фурье:

$$Q = -\lambda \frac{dT}{dx} S \tau, \quad (4.1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности;

$\frac{dT}{dx}$ – градиент температуры.

Знак минус показывает, что перенос тепла происходит в направлении убывания температуры.

Количество теплоты, переносимое через поверхность площадью S за одну секунду, называется тепловым потоком:

$$I = \frac{Q}{\tau} = -\lambda \frac{dT}{dx} S.$$

Из формулы (4.1) следует, что

$$\lambda = -\frac{QS\tau}{\left(\frac{dT}{dx}\right)}.$$

Отсюда видно, что коэффициент теплопроводности численно равен количеству теплоты, проходящему через единицу площади поверхности за единицу времени при градиенте температуры, равном единице.

Выведем размерность этой физической величины:

$$[\lambda] = \frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}.$$

Коэффициент теплопроводности показывает, насколько быстро выравнивается температура различных точек газа. Чем больше коэффициент теплопроводности, тем скорее наступает состояние теплового равновесия. Коэффициент теплопроводности зависит от агрегатного состояния вещества, его атомно-молекулярного строения, температуры, давления и состава. В анизотропных средах он зависит от направления распространения тепла.

Наилучшие проводники тепла – твердые тела, в особенности металлы. Влияние давления на теплопроводность твердых тел с хорошей степенью точности описывается линейной зависимостью. У многих металлов и минералов теплопроводность растет с увеличением давления. В процессе плавления металлов теплопроводность, как правило, падает скачком при температуре плавления.

Жидкости обычно проводят тепло намного хуже твердых тел. Так, коэффициент теплопроводности воды при температуре 0°C составляет $0,55 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, а льда – $2,21 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$. Как правило, теплопроводность жидкостей убывает с ростом температуры и слабо возрастает с ростом давления.

Газы обладают наименьшей теплопроводностью по сравнению с жидкостями и твердыми телами. Например, при 20°C коэффициент теплопроводности углекислого газа равен $0,0162 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, водорода $0,175 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, воздуха $0,0257 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$.

Выведем формулу для нахождения коэффициента теплопроводности идеального газа. Выделим элементарную площадку $dS = dx dy$, расположенную перпендикулярно оси ox (см. рис.4.1).

В соответствии с формулой (4.1) элементарное количество теплоты δQ , переносимое молекулами через площадку dS за время τ , равно

$$\delta Q = -\lambda \frac{dT}{dx} \tau dS. \quad (4.2)$$

Учтем, что до площадки dS долетают только те молекулы, которые находятся от нее не дальше длины свободного пробега молекулы газа $\langle l \rangle$. Средняя длина свободного пробега – это среднее расстояние, которое пробегает молекула между двумя последовательными столкновениями. Она вычисляется по формуле

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d_s^2 n},$$

где d_s – эффективный диаметр молекулы – минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры молекул;

n – концентрация молекул.

Выберем на оси ox две точки A и B , расположенные по обе стороны площадки dS на расстояниях от нее, равных средней длине свободного пробега молекулы газа $\langle l \rangle$ (см. рис.4.1). Будем считать, что температура в месте, где находится площадка, равна T , а $T_1 > T_2$.

Тогда температура в точке A равна $T + \frac{dT}{dx} \langle l \rangle$, а в точке B $T - \frac{dT}{dx} \langle l \rangle$.

Найдем число молекул, проходящих за одну секунду через поверхность dS . Поскольку процесс теплопроводности не сопровождается макроскопическим движением среды, количество молекул N , пересекающих эту поверхность в единицу времени слева направо и справа налево, будет одинаковым. Ввиду хаотичности теплового движения можно считать, что вдоль каждой из осей координат (а значит, и вдоль оси ox) движется со скоростью $\langle v \rangle$ одна треть от общего количества молекул. Из них половина движется слева направо, а половина – справа налево.

Следовательно, количество молекул N определяется по формуле

$$N = \frac{1}{6} n \langle v \rangle dS, \quad (4.3)$$

где n – концентрация молекул;

$\langle v \rangle$ – среднеарифметическая скорость теплового движения молекул газа,

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}.$$

Здесь k – постоянная Больцмана;
 m_0 – масса одной молекулы;
 μ – молярная масса газа;
 R – универсальная газовая постоянная;
 dS – площадь выделенной поверхности.

Согласно закону равномерного распределения энергии по степеням свободы каждая молекула обладает средней кинетической энергией $\langle \varepsilon \rangle$, вычисляемой по формуле

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT = c_V m_0 T, \quad (4.4)$$

где i – число степеней свободы молекулы;
 k – постоянная Больцмана;
 c_V – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, вычисляемая по формуле

$$c_V = \frac{ik}{2m_0};$$

T – абсолютная температура;
 m_0 – масса одной молекулы.

Эта энергия определяется температурой газа в той точке пространства, в которой произошло ее последнее столкновение с другой молекулой.

Энергия E , которой обладают молекулы газа, находящиеся в единице объема, равна

$$E = \langle \varepsilon \rangle N = \frac{i}{2} kT \frac{1}{6} n \langle v \rangle dS. \quad (4.5)$$

Тогда количество теплоты δQ_{\rightarrow} , перенесенное через площадку dS слева направо за время τ , окажется равным суммарной энергии молекул, имеющих температуру точки A :

$$\delta Q_{\rightarrow} = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \frac{i}{2} k \left(T + \frac{dT}{dx} \langle l \rangle \right) \tau dS. \quad (4.6)$$

Количество теплоты δQ_{\leftarrow} , перенесенное через площадку dS за время τ справа налево, равно суммарной энергии молекул, имеющих температуру точки B :

$$\delta Q_{\leftarrow} = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \frac{i}{2} k \left(T - \frac{dT}{dx} \langle l \rangle \right) \tau dS. \quad (4.7)$$

Вычитая из выражения (4.7) выражение (4.6), получим общее количество теплоты, перенесенное через площадку dS :

$$\delta Q = -\frac{1}{6}n\langle v \rangle \frac{i}{2}k \left(2 \frac{dT}{dx} \langle l \rangle \right) \tau dS = -\frac{1}{3}n\langle v \rangle c_V \langle l \rangle m_0 \frac{dT}{dx} \tau dS. \quad (4.8)$$

Учитывая, что $nm_0 = \rho$,

где n – концентрация молекул;

m_0 – масса одной молекулы;

ρ – плотность газа,

получим окончательное выражение:

$$\delta Q = -\frac{1}{3}\langle v \rangle \rho \langle l \rangle c_V \frac{dT}{dx} \tau dS. \quad (4.9)$$

Сравнивая выражения (4.9) и (4.2), получим выражение для коэффициента теплопроводности идеального газа:

$$\lambda = \frac{1}{3}\langle v \rangle \rho \langle l \rangle c_V. \quad (4.10)$$

Поскольку длина свободного пробега молекул $\langle l \rangle$ обратно пропорциональна давлению газа, а плотность ρ прямо пропорциональна давлению, то теплопроводность идеального газа от давления не зависит.

Теплопроводность газов зависит от температуры. При увеличении температуры возрастает энергия каждой молекулы, а значит, и количество энергии, переносимое из слоя в слой. Вместе с тем одновременно увеличивается и число столкновений молекул, что несколько снижает обмен энергией между слоями. В результате коэффициент теплопроводности идеального газа оказывается пропорциональным квадратному корню из абсолютной температуры.

Коэффициент теплопроводности реальных газов представляет собой довольно сложную функцию температуры и давления. При этом с ростом температуры и давления значение коэффициента теплопроводности возрастает.

На плохой теплопроводности газов основано применение в строительстве пористых материалов (т.е. материалов, содержащих газовые включения). Этим же объясняются теплоизолирующие свойства одежды, в особенности шерстяной и меховой. В ней содержится большое число маленьких пузырьков воздуха, так же, как и в рыхлом снеге, защищающем посевы от вымерзания.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

При измерении коэффициента теплопроводности газов необходимо иметь в виду, что существует целый ряд факторов, которые могут повлиять на результат опыта. Укажем некоторые из них.

Перенос теплоты в газах происходит тремя способами: тепловым излучением (перенос энергии электромагнитными волнами), конвекцией (перенос энергии за счет перемещения слоев газа в пространстве из областей с высокой температурой в области с низкой температурой) и теплопроводностью.

Лабораторная установка для определения коэффициента теплопроводности сконструирована таким образом, чтобы перенос теплоты происходил в ней, в основном, за счет теплопроводности.

Рассмотрим две длинные коаксиальные цилиндрические поверхности, пространство между которыми заполнено газом, коэффициент теплопроводности λ которого необходимо измерить. На рис. 4.2 показано поперечное сечение этих поверхностей. Температуры и радиусы внутренней и внешней цилиндрических поверхностей соответственно обозначим T_1, r_1 и T_2, r_2 .

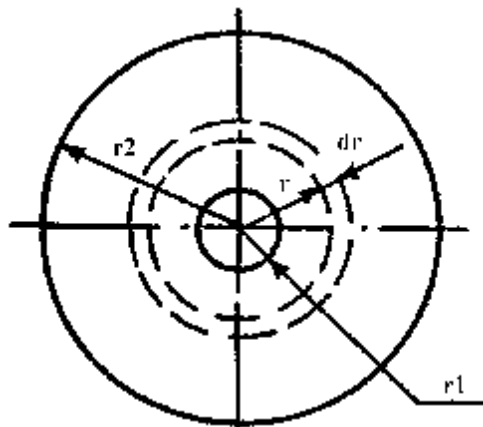


Рис. 4.2

Температуры слоев газа, прилегающих к поверхностям, равны температурам соответствующих поверхностей.

Выделим внутри газа кольцевой слой радиусом r , толщиной dr и длиной L . В соответствии с законом Фурье тепловой поток q , т.е. количество теплоты, проходящее через этот слой за одну секунду, можно записать в виде:

$$q = -\lambda \frac{dT}{dr} S, \quad (4.11)$$

где $S = 2\pi rL$ – площадь боковой поверхности цилиндрического слоя.

Следовательно,

$$q = -\lambda \frac{dT}{dr} 2\pi r L. \quad (4.12)$$

Это дифференциальное уравнение можно решить методом разделения переменных:

$$\frac{dr}{r} = -\frac{2\pi\lambda L}{q} dT. \quad (4.13)$$

Считая коэффициент теплопроводности постоянным в исследуемом диапазоне температур и интегрируя обе части уравнения (4.13), получаем:

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = -\frac{2\pi\lambda L}{q} \int_{T_1}^{T_2} dT. \quad (4.14)$$

Отсюда:

$$\ln \frac{r_2}{r_1} = -\frac{2\pi\lambda L}{q} (T_2 - T_1). \quad (4.15)$$

Из уравнения (4.15) находим формулу для определения коэффициента теплопроводности:

$$\lambda = \frac{q \ln(r_2/r_1)}{2\pi L \Delta T}, \quad (4.16)$$

где $\Delta T = T_1 - T_2$ – разность температур в слое газа.

Таким образом, для определения коэффициента теплопроводности необходимо знать разность температур ΔT в слое газа и величину теплового потока q .

В качестве внутреннего цилиндра может быть использована металлическая нить. Нить нагревают, пропуская через нее электрический ток.

Разность температур в слое газа ΔT можно найти косвенным методом, измеряя электрическое сопротивление нити при двух различных температурах t_1 и t_2 . Запишем формулы для определения сопротивлений нити $R_{н1}$ и $R_{н2}$ для двух значений температуры:

$$R_{н1} = R_0(1 + \alpha t_1); \quad (4.17)$$

$$R_{н2} = R_0(1 + \alpha t_2), \quad (4.18)$$

где R_0 – сопротивление нити при $t = 0$ °С;

- α – температурный коэффициент материала проволоки;
- t_2 – комнатная температура;
- t_1 – температура нагретой нити.

Вычитая из уравнения (4.17) уравнение (4.18), получим

$$R_{н1} - R_{н2} = R_0 \alpha \Delta T,$$

где $\Delta T = t_1 - t_2$ – разность температур.

Выражая отсюда R_0 и подставляя его в формулу (4.18), получаем выражение для разности температур:

$$\Delta T = \frac{R_{н1} - R_{н2}}{R_{н2} \alpha} (1 + \alpha t_2). \quad (4.19)$$

Соединим последовательно с нитью эталонный резистор, имеющий сопротивление R_p . При последовательном соединении ток, протекающий через эталонный резистор, равен току, протекающему через металлическую нить: $I_p = I_n$.

Тогда

$$\frac{U_p}{R_p} = \frac{U_n}{R_n};$$

отсюда

$$R_n = R_p \frac{U_n}{U_p},$$

- где I_n, I_p – токи, протекающие через нить и эталонный резистор;
- U_n, U_p – падения напряжения на нити и эталонном резисторе;
- R_n, R_p – сопротивления нити и эталонного резистора.

Следовательно,

$$R_{н1} = \frac{U_{н1}}{U_{p1}} R_{p1}; \quad R_{н2} = \frac{U_{н2}}{U_{p2}} R_{p2},$$

- где $U_{н1}$ – падение напряжения на нити в нагретом состоянии;
- $U_{н2}$ – падение напряжения на нити при температуре окружающего воздуха;
- U_{p1} – падение напряжения на эталонном резисторе при нагреве нити;
- U_{p2} – падение напряжения на эталонном резисторе при температуре окружающего воздуха.

Используя в качестве эталонного сопротивления резистор с малым значением температурного коэффициента, можно полагать, что $R_{p1} = R_{p2}$. Тогда получаем:

$$\Delta T = \frac{(U_{н1}/U_{p1} - U_{н2}/U_{p2})(1 + \alpha t_2)}{(U_{н2}/U_{p2})\alpha},$$

где α – температурный коэффициент сопротивления;
 t_2 – температура окружающего воздуха.

Тепловой поток q , создаваемый путем нагрева нити постоянным током, определяется по формуле

$$q = I_{н1} U_{н1} = \frac{U_{p1}}{R_{p1}} U_{н1}, \quad (4.20)$$

где R_{p1} – сопротивление эталонного резистора.

Подставляя найденные значения ΔT и q в формулу (4.16), можно рассчитать коэффициент теплопроводности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для определения коэффициента теплопроводности воздуха предназначена экспериментальная установка ФПТ1-3, общий вид которой приведен на рис. 4.3.

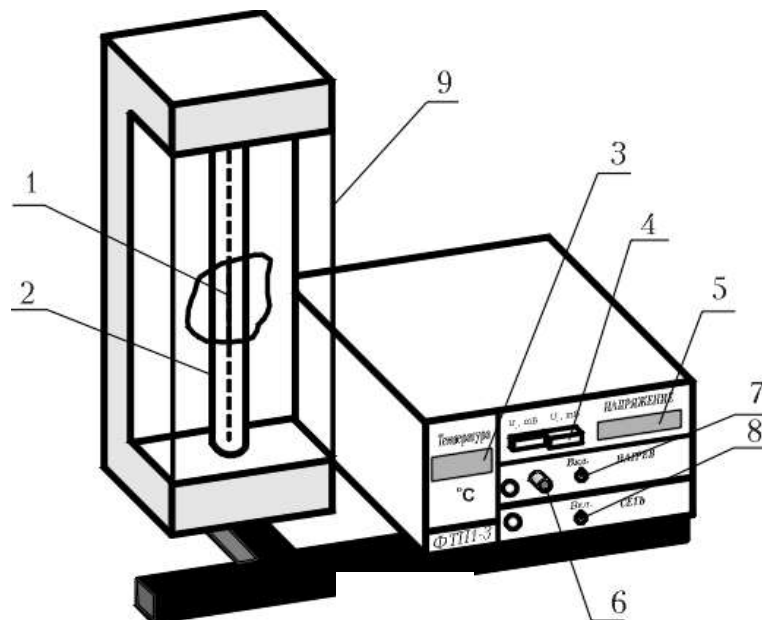


Рис. 4.3

Рабочий элемент состоит из стеклянной трубки 2, заполненной воздухом, по оси которой натянута тонкая вольфрамовая проволока 1. В течение эксперимента температура трубки поддерживается постоянной, что обеспечивается принудительной циркуляцией воздуха с помощью вентилятора между трубкой и кожухом 9 рабочего элемента. Для измерения температуры стенки трубки предназначен полупроводниковый термометр, показания которого высвечиваются на цифровом индикаторе 3.

Основные технические характеристики установки для определения коэффициента теплопроводности воздуха методом нагретой нити ФПТ1-3 приведены в табл. 4.1

Т а б л и ц а 4 . 1

Характеристики	Условные обозначения и числовые значения
Удельное сопротивление вольфрамовой нити	$\rho_{20} = 5,5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$
Длина нити	$L = 0,4 \text{ м}$
Диаметр нити	$d = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}$
Диаметр трубки	$D = 25,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$
Сопротивление эталонного резистора	$R_p = 8,2 \text{ Ом}$
Температурный коэффициент сопротивления вольфрама	$\alpha = 4,1 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Подготовьте табл. 4.2 и 4.3.
2. Включите тумблер **ВКЛ** в модуле питания **СЕТЬ**.
3. Регулятор **НАГРЕВ** приведите в крайнее левое положение.
4. Включите тумблер **ВКЛ** в модуле питания **НАГРЕВ**.
5. Включите режим измерения падения напряжения на эталонном резисторе, для чего нажмите кнопку U_p .
6. Установите рукояткой **НАГРЕВ** напряжение U_{p2} в пределах 1,0–1,2 мВ (негреющий ток).
7. Запишите это значение U_{p2} в табл. 4.2.
8. Включите режим измерения напряжения на нити, для чего нажмите кнопку U_n .
9. Запишите это значение U_{n2} в табл. 4.2.
10. Запишите показания термометра в табл.4.2. Данная температура соответствует температуре окружающего воздуха t_2 .
11. Повторите 3 раза пп. 5-9.

Таблица 4.2

№	t_2	U_{p2}	$U_{н2}$	$U_{н2}/U_{p2}$	$\langle U_{н2}/U_{p2} \rangle$
1					
2					
3					

12. Нажмите кнопку U_p и установите рукояткой **НАГРЕВ** напряжение U_{p1} в диапазоне 3,3–3,7 мВ.

13. Запишите значение U_{p1} в табл. 4.3.

14. Выждите минуту для стабилизации теплового режима и определите падение напряжения на нити $U_{н1}$ нажатием кнопки U_n (во избежание поломки прибора не оставляйте его включенным на длительное время).

15. Значение $U_{н1}$ запишите в табл. 4.3.

16. Повторите пп. 9–10 для 3–4 значений U_{p1} из диапазона 3,4–3,7 мВ. Показания приборов запишите в табл. 4.3.

Таблица 4.3

№	U_{p1}	$U_{н1}$	$U_{н1}/U_{p1}$	q	ΔT	λ	$\langle \lambda \rangle$	$\delta \lambda$
1								
2								
3								
4								

17. После окончания измерений выведите ручку **НАГРЕВ** в крайнее левое положение.

18. Выключите тумблер **НАГРЕВ**.

19. Выключите установку тумблером **СЕТЬ**.

20. Рассчитайте тепловой поток по формуле (4.20).

21. Рассчитайте разность температур по формуле (4.19).

22. Для каждого режима U_{p1} рассчитайте коэффициент теплопроводности воздуха по формуле (4.16). Найдите среднее значение коэффициента теплопроводности $\langle \lambda \rangle$.

23. Оцените погрешность результатов измерений по формуле

$$\delta \lambda = \frac{\Delta \lambda}{\langle \lambda \rangle} 100\%,$$

где $\Delta \lambda = |\lambda_{\text{теор}} - \langle \lambda \rangle|$; $\lambda_{\text{теор}} = 0,0257 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Контрольные вопросы

1. Какие явления переноса Вы знаете?
2. Запишите уравнение теплопроводности.
3. Выведите формулу коэффициента теплопроводности для идеального газа.
4. Назовите возможные способы передачи тепла в газах.
5. В чем заключается метод нагретой нити, служащий для определения коэффициента теплопроводности газов?
6. Выведите расчетную формулу для определения коэффициента теплопроводности воздуха методом нагретой нити.
7. Объясните, как определяется разность температур ΔT слоя газа и тепловой поток q .
8. Какие факторы влияют на погрешность определения коэффициента теплопроводности воздуха методом нагретой нити?

Лабораторная работа №5 БИФУРКАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ПОПУЛЯЦИЙ

Цель работы: сформировать знания о динамике популяций как о необходимом атрибуте жизни организмов, способе их адаптации к постоянно меняющимся условиям существования, ознакомиться с характерными типами роста популяций.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сообщество особей одного вида, длительно населяющих определенную территорию, называют популяцией. Примерами популяций являются колония птиц на далеком острове, зайцы, обитающие в некотором регионе, бактерии, живущие в пробирке.

Популяция не может существовать без постоянных изменений, за счет которых она приспосабливается к изменяющимся условиям жизни. Описание процессов изменения основных биологических показателей популяции во времени составляет предмет **популяционной динамики**.

Она является частью **математической биологии**, наиболее продвинутой в смысле формального математического аппарата, своего рода «математическим полигоном» для проверки теоретических идей и представлений о законах роста и эволюции биологических видов, популяций, сообществ. Возможность описания популяций различной биологической природы одинаковыми математическими соотношениями обусловлена тем, что, с динамической точки зрения, рост и отбор организмов в процессе эволюции происходит по принципу «кинетического совершенства» С.Э. Шноля. Преимущества математического анализа любых, в том числе популяционных, процессов, очевидны. Математическое моделирование не только помогает строго формализовать знания об объекте, но иногда (при хорошей изученности объекта) дать количественное описание процесса, предсказать его ход и эффективность, дать рекомендации по оптимизации управления процессом. Это особенно важно для биологических процессов, имеющих прикладное и промышленное значение – **биотехнологических** систем, агробиоценозов, эксплуатируемых природных экосистем, продуктивность которых определяется закономерностями роста популяций живых организмов, представляющих собой «продукт» этих биологических систем.

МОДЕЛИ ПОПУЛЯЦИОННОЙ ДИНАМИКИ

1.1. Ряд Фибоначчи

Одна из первых известных моделей, описывающих динамику популяции биологических существ, приводится в книге «Трактат о счете» итальянского математика Леонардо Фибоначчи, датированной 1202 годом. В этой книге, представляющей собой собрание арифметических и алгебраических сведений того времени, рассматривается следующая задача: «Некто выращивает кроликов в пространстве, со всех сторон обнесенном высокой стеной. Сколько пар кроликов рождается в один год от одной пары, если через месяц пара кроликов производит на свет другую пару, а рожают кролики, начиная со второго месяца после своего рождения». Решением задачи является ряд чисел:

$$1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, 34, 55, 89, 144, 233, 377, \dots \quad (5.1)$$

Два первых числа соответствуют первому и второму месяцам размножения. 12 последующих – месячному приросту поголовья кроликов. Каждое последующее число равно сумме двух предыдущих. Ряд (5.1) вошел в историю как **ряд Фибоначчи**, а его члены – числа Фибоначчи. Рекуррентная формула для членов ряда Фибоначчи была записана французским математиком Альбертом Гирером в 1634 г.

$$U_{n+2} = U_{n+1} + U_n,$$

где U – член последовательности, а нижний индекс – его номер в ряду чисел.

В 1753 г. шотландский математик Роберт Симпсон заметил, что при увеличении порядкового номера членов ряда отношение последующего члена к предыдущему приближается к числу a , называемому «Золотым сечением» и равному 1,6180..., или $(1 + \sqrt{5})/2$. В 19 веке о свойствах ряда Фибоначчи и его связи с «Золотым сечением» много писал французский математик Эдуард Лукас. С тех пор естествоиспытатели наблюдают его закономерности в расположениях чешуек на шишках, лепестков в цветке подсолнуха, в спиральных образованиях ракушек моллюсков и других творениях природы. Ряд Фибоначчи и его свойства также используются в вычислительной математике при создании специальных алгоритмов счета.

Одним из существенных недостатков модели Фибоначчи является то, что она не учитывает смертность. Кроме того, модель имеет узкое приложение и при её переносе на другую популяцию может оказаться неверной.

1.2. Модель неограниченного экспоненциального роста. Модель Мальтуса

Модель Мальтуса позволяет решить следующую задачу: имеется некоторая популяция одного вида (микроорганизмы, зайцы, ...), в которой происходят жизненные процессы во всем их многообразии. У особей популяции нет врагов, а кормовая база имеется в избытке. Необходимо найти закон изменения численности популяции.

В основе модели лежит простое и естественное предположение о том, что скорость роста популяции пропорциональна её численности:

$$\frac{dx_t}{dt} = rx_t, \quad (5.2)$$

где x_t – численность популяции в момент времени t ;

r – так называемая удельная скорость роста численности, которую можно представить как разность удельной рождаемости (*birth rate*) b и удельной смертности (*death rate*) d ,

$$r = b - d.$$

Это уравнение описывает базовое состояние популяции при отсутствии внешних влияний, аналогичное, в некотором смысле, состоянию покоя или равномерного прямолинейного движения в первом законе Ньютона. Оно не учитывает биохимические и физиологические процессы, а также борьбу между особями за место обитания и пищу. Рассматривается только одна популяция (нет хищников), в которой происходят только процессы гибели и размножения, скорости которых пропорциональны численности особей в данный момент времени.

Уравнение (5.2) можно легко проинтегрировать методом разделения переменных. Для этого представим его в виде

$$\frac{dx_t}{x_t} = rdt$$

и проинтегрируем правую часть от 0 до t , а левую – от x_0 (численность популяции в момент $t_0 = 0$) до x_t (численность популяции в момент t).

Получим

$$\ln x_t \Big|_{x_0}^{x_t} = rt \Big|_0^t,$$

что дает

$$x_t = x_0 e^{rt}, \quad (5.3)$$

т.е. действительно, уравнение (5.2) описывает динамику экспоненциально растущей популяции.

Эта модель предложена известным английским демографом и экономистом Томасом Робертом Мальтусом в 1798 г. в его классическом труде «О законе роста народонаселения». Мальтус обратил внимание на тот факт, что население Земли размножается в геометрической прогрессии, в то время как производство продуктов питания растет со временем линейно (в арифметической прогрессии). Исходя из этого, он сделал справедливый вывод, что рано или поздно экспонента обязательно «обгонит» линейную функцию, и перенаселение земли будет неизбежным, что вызовет, в свою очередь, распространение нищеты, голода, болезней и ожесточенных войн. Выживут только те, кто пройдет этот «естественный отбор».

Модель Мальтуса довольно проста и обладает рядом недостатков. В частности, численность популяции никак не ограничивается сверху, например, количеством ресурсов, необходимых для роста популяции.

Учение Чарльза Дарвина (1809–1882) о борьбе за существование есть прямая экстраполяция теории Мальтуса на весь органический мир. Признавая важность выводов Мальтуса для популяционной динамики, Дарвин указывал, что поскольку ни одна популяция не размножается до бесконечности, должны существовать факторы, препятствующие такому неограниченному размножению. К ним относятся: ограниченность ресурсов, абиотические факторы, антропогенное воздействие, увеличение численности паразитов, хищников. Эти факторы вызывают замедление скорости роста популяции и выход ее численности на стационарный уровень.

1.3. Модель Ферхюльста

Очевидно, что если популяция живет на ограниченной территории, то неизбежно возникает конкуренция за жизненное пространство. Встречи особей друг с другом приводят также к распространению болезней. Перечисленные факторы ограничивают экспоненциальный рост численности особей.

Базовой моделью, описывающей ограниченный рост популяции, является модель бельгийского математика Пьера Франсуа Ферхюльста (1848 г.)

$$\frac{dx}{dt} = rx \left(1 - \frac{x}{K} \right) \quad (5.4)$$

Логистическое уравнение (5.4) обладает двумя важными свойствами. При малых x численность популяции возрастает экспоненциально (как в уравнении (5.2)), при больших – приближается к определенному пределу K (рис. 5.1). Величина K называется емкостью

популяции и определяется ограниченностью пищевых ресурсов, мест для гнездования и многими другими факторами, которые могут быть различными для разных видов. Таким образом, емкость популяции представляет собой системный фактор, который определяет ограниченность роста популяции в данном ареале обитания.

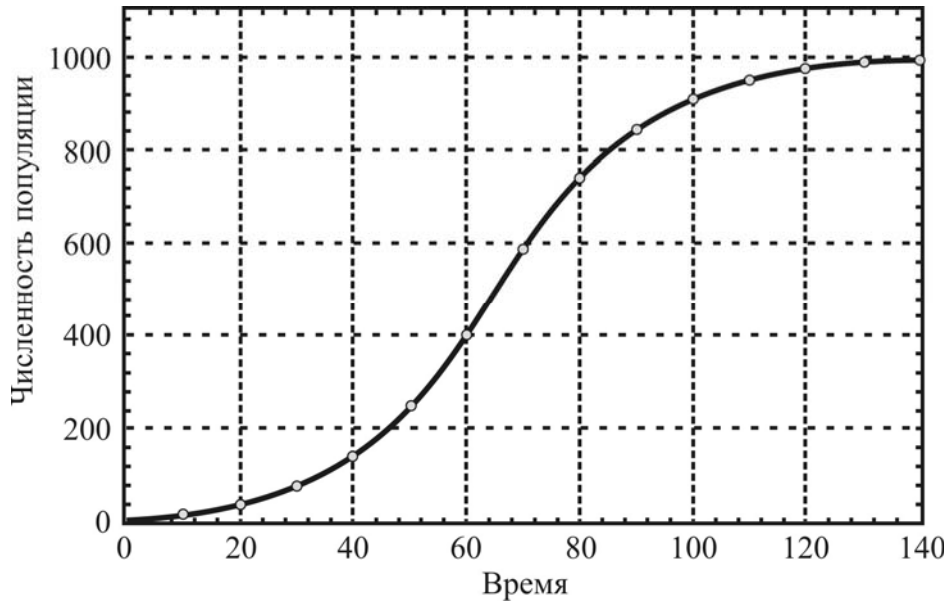


Рис. 5.1. Логистический рост популяции, $r = 0,07 \text{ год}^{-1}$, $K = 1000$ особей $x_0 = 10$ особей

Уравнение (5.4) можно также переписать в виде

$$\frac{dx}{dt} = rx - \delta x^2, \tag{5.5}$$

где δ — коэффициент, описывающий убыль популяции (коэффициент внутривидовой конкуренции за пищевой ресурс, убежища и т.п.).

Первое выражение в правой части соответствует количеству рождений, а второе — количеству смертей.

Решение уравнения (5.4) имеет вид:

$$x(t) = \frac{x_0 K e^{rt}}{K - x_0 + x_0 e^{rt}}, \tag{5.6}$$

где $x(t)$, x_0 , r , t — те же параметры, что и в уравнении экспоненциального роста.

Формула (5.6) описывает кинетическую кривую, то есть зависимость численности популяции от времени. Если выражение (5.6) про-

дифференцировать два раза по t , то можно сделать вывод, что кривая $x(t)$ имеет точку перегиба, с координатами $\left(\frac{1}{r} \ln \frac{K-x_0}{x_0}; \frac{K}{2}\right)$.

Ордината точки представляет собой половину максимальной численности, а абсцисса зависит как от емкости популяции K , так и от константы собственной скорости роста r . Чем выше генетические возможности популяции, тем скорее наступает перегиб на кривой численности.

Ферхюльст улучшил модель Мальтуса, добавив в нее ограничение на рост популяции. В модели Ферхюльста снято ограничение отсутствия борьбы. Рассматривается борьба особей за место обитания, добавляется дополнительный источник гибели. Считается, что скорость гибели за счет конкуренции между особями пропорциональна вероятности встреч двух особей.

Исследование уравнения (5.4) в случае дискретного изменения численности в популяциях с непрерывающимися поколениями показало целый спектр возможных типов решений, в том числе колебательные изменения периода и вспышки численности.

1.4. Модель А.Д. Базыкина

В природе популяции имеют не только максимальную численность, определяемую величиной экологической ниши K , но и минимальную критическую численность L . При падении численности популяции ниже этой критической величины из-за неблагоприятных условий или в результате хищнического промысла восстановление популяции становится невозможным. Величина нижней критической плотности различна для разных видов. Исследования биологов показали, что она может составлять всего лишь пару особей на тысячу квадратных километров в случае ондатры, и сотни тысяч особей для американского странствующего голубя.

Модели, описывающие как внутривидовую конкуренцию, определяющую верхнюю границу численности популяции, так и нижнюю критическую численность популяции, имеют два устойчивых стационарных решения. Одно из них – нулевое для начальных численностей, которые ниже наименьшей критической численности популяции. Другое равно K – емкости экологической ниши в случае, когда начальная численность выше наименьшей критической величины. Такими

«триггерными» свойствами обладает нелинейное уравнение, предложенное российским математиком А.Д.Базыкиным:

$$\frac{dx}{dt} = \alpha \frac{\beta x^2}{\beta + \tau x} - cx - \delta x^2. \quad (5.7)$$

Первый член в правой части формулы (5.7) описывает размножение двуполой популяции, скорость которого пропорциональна квадрату численности – вероятности встреч особей разного пола (для малых плотностей), и пропорциональна числу самок в популяции (для больших плотностей популяции). Второй член описывает смертность, пропорциональную численности, а третий – внутривидовую конкуренцию, подобно тому, как это было в логистическом уравнении (5.4).

Зависимости численности популяции от времени и скорости прироста от численности представлены на рис. 5.2 (а, б).

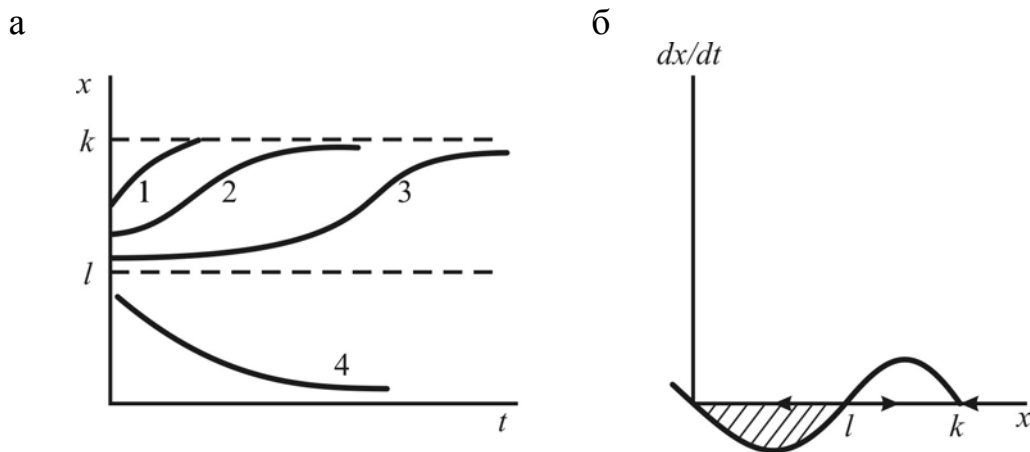


Рис. 5.2. Модель популяции с нижней критической численностью. Зависимость численности популяции от времени (а) и скорости роста от численности (б) для модели (5.7). Штриховкой обозначена область вырождения популяции

Кривые 1-4 на рис. 5.2,а соответствуют различным начальным численностям. $x = 0$ и $x = K$ – устойчивые стационарные состояния, $x = l$ – неустойчивое, разделяющее области влияния устойчивых состояний равновесия. Величины l и K различны для разных популяций и могут быть определены из наблюдений и экспериментов.

Из рис. 5.2,а видно, что скорость восстановления популяции после падения её численности в силу промысла или неблагоприятных условий зависит от того, насколько близка новая начальная численность к опасной границе l . Если ущерб, нанесённый популяции, невелик (меньше половины ёмкости экологической ниши), популяция быстро восстанавливается по кривой 1, не имеющей точки перегиба.

В случае, когда численность оставшейся популяции близка к критической, восстановление происходит сначала очень медленно, популяция надолго «застывает» вблизи опасной границы, а затем, уже «набрав силы», более быстро выходит на устойчивый стационарный уровень K (кривая 3). Кривая 2 представляет промежуточный случай. Кривая 4 иллюстрирует вырождение популяции в случае, когда начальная численность опустилась ниже критической границы. Обращает на себя внимание сходство начальных участков кривых 3 и 4. Близость к опасной границе со стороны больших значений (4) и меньших (3) выражается в долгом пребывании системы в неопределенном состоянии, когда малые флуктуации могут легко «перебросить» систему через опасную границу в «благополучную» область возврата к стационарному значению K или, наоборот, в область вымирания. В это время сторонний наблюдатель не сможет определить по форме кривой динамики численности, какая судьба ожидает систему. Для самих участников жизненной драмы – нахождения системы вблизи опасной границы – исход не очевиден. В этой ситуации чрезвычайно важны любые, даже очень малые усилия, направленные на преодоление критического барьера. Именно популяции, численность которых близка к нижней критической численности, занесены в Красную книгу. Удастся ли перенести каждый конкретный вид на «Зеленые страницы», куда переносят виды, исчезновение которых удалось предотвратить, зависит от многих обстоятельств, в частности, как от репродуктивных усилий вида, так и от усилий людей, спасающих эти виды.

1.5. Модель Хатчинсона. Влияние запаздывания

Рассмотренные нами уравнения предполагают, что процессы размножения и гибели происходят одновременно и популяция мгновенно реагирует на любое изменение внешних условий. Однако в реальности это не так. Всегда имеется некоторое запаздывание, которое вызвано несколькими причинами.

Развитие любой взрослой особи из оплодотворенного яйца требует определенного времени T . Поэтому если какое-нибудь изменение в окружающей среде, например увеличение ресурса, вызовет внезапное повышение продуктивности взрослых особей, то соответствующее изменение численности произойдет лишь по прошествии промежуточного времени T . Это означает, что уравнение

$$\frac{dx}{dt} = f(x), \quad (5.8)$$

где x – численность взрослых особей, следует заменить уравнением

$$\frac{dx}{dt} = f(x_{t-T}); \quad (5.9)$$

здесь x_{t-T} – численность половозрелых особей в момент $t - T$.

В реальных популяциях интенсивность размножения и гибели различны в разных возрастных группах. Например, у насекомых откладывают яйца взрослые особи, а конкуренция наиболее выражена на личиночной стадии. Такие процессы, как отравление среды продуктами метаболизма, каннибализм и т.п. в наиболее сильной степени воздействуют на ранние возрастные стадии, а их интенсивность зависит от численности взрослых особей, т.е. отрицательное влияние на коэффициент естественного прироста оказывают особи предыдущего поколения. С учетом этих обстоятельств, логистическое уравнение (5.4) можно переписать в виде

$$\frac{dx}{dt} = x(r - x_{t-T}). \quad (5.10)$$

Наиболее распространенное и изученное в динамике популяций уравнение английского ботаника Джона Хатчинсона (1948 г.) учитывает тот факт, что особи размножаются лишь с определенного возраста, и имеет вид

$$\frac{dx}{dt} = rx(t) \left[1 - \frac{x(t-T)}{K} \right], \quad (5.11)$$

где T – время запаздывания.

Уравнение (5.11) описывает следующую ситуацию: вид обитает в однородной среде, миграционные факторы несущественны и имеется заданное количество пищи, которое возобновляется при уменьшении численности популяции.

Такая ситуация изучалась экспериментально в лабораторных условиях на мышевидных, которым раз в несколько дней давалось строго определенное количество пищи. Наблюдалось следующее: при малом размере популяции идет интенсивное размножение (работает закон Мальтуса). Через некоторое время пищи уже хватает не всем, наблюдаются стрессы за счет перенаселенности. Это приводит к снижению плодовитости. Начинает сказываться фактор запаздывания, так как ранее, при относительно благоприятных условиях, было произведено слишком много молодых особей. А они, подрастая, активно включаются во внутривидовую борьбу, в результате чего численность уменьшается. Однако для небольшой популяции ресурсов уже хватает,

условия более благоприятны. Ее численность вновь начинает расти. Процесс повторяется сначала – возникают автоколебания.

Анализ уравнения (5.11) показал, что интенсивность колебаний возрастает при увеличении r и T , т.е. при увеличении плодовитости и возраста половозрелых особей.

1.6. Дискретные модели популяций с неперекрывающимися поколениями

Даже в таких популяциях, где особи размножаются несколько лет подряд (млекопитающие и птицы, многолетние растения), наличие сезонов размножения вносит некоторое запаздывание в процессы регуляции численности. Если же взрослые особи, размножающиеся в данном году, редко или никогда не доживают до того, чтобы размножиться в будущем году, как, например, у однолетних растений, мелких грызунов, многих насекомых, это оказывает существенное влияние на динамику их численности. Рост и размножение таких популяций описывают отображением У. Риккера для рыбных популяций (1954 г.):

$$x_{n+1} = x_n \exp \left\{ r \left(1 - \frac{x_n}{K} \right) \right\} \quad (5.12)$$

и отображением М. Хассела для популяций насекомых (1976 г.):

$$x_{n+1} = x_n r / (1 - kx_n / K)^b. \quad (5.13)$$

Здесь x_n и x_{n+1} – численности популяции, соответственно, в n -й и $(n+1)$ -й сезоны (поколения);

r – удельная скорость воспроизводства популяции (мальтузианский параметр);

K – параметр емкости лимитирующего ресурса (ресурсный параметр);

k – параметр масштабирования;

b – параметр нелинейности.

В отображениях Риккера и Хассела учитывается, что с ростом численности популяции x_n относительная скорость её прироста

$\exp \left\{ r \left(1 - \frac{x_n}{K} \right) \right\}$ – для Риккера и $r / (1 - kx_n / K)^b$ – для Хассела

уменьшается (рис.5.3).

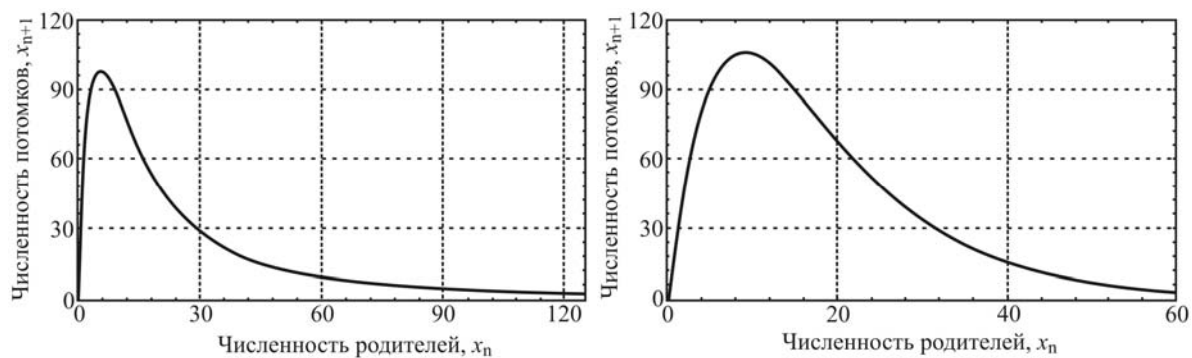


Рис. 5.3. Отображения Риккера (слева) и Хассела (справа)

Главной особенностью таких систем является зависимость характера их поведения от величины мальтузианского параметра r . При r , меньшем определенной величины, поведение популяции характеризуется ее стремлением к устойчивому стационарному состоянию (рис. 5.4). Этот вид популяционной динамики (типа ферхюльстовой кривой) наиболее знаком биологам и экологам. Менее известным является циклический тип поведения популяции, к которому она переходит, когда мальтузианский параметр превысит определенную величину (в зависимости от типа отображения. Для отображения Риккера $r = 2$, при этом с ростом r период колебаний последовательно удваивается с сохранением в спектре гармоник с предыдущим периодом. Важным здесь является то, что периодические колебания численности популяции возникают сами по себе, без какого-либо влияния извне (хищничества, сезонных колебаний и т.п.), как следствие нелинейности её динамических свойств. Наконец, дальнейшее увеличение мальтузианского параметра приводит к существенному качественному изменению динамики: численность популяции начинает хаотически колебаться. Для хаотического режима характерна очень большая амплитуда изменений численности популяции, при этом в нижних точках ее численность может, как угодно близко приближаться к нулю.

В табл. 5.1 показаны интервалы значений мальтузианского параметра (округленные), при которых наблюдаются те или иные динамические режимы для отображения Риккера.

Таблица 5.1

Типы динамических режимов	Стационарное состояние	Предельные циклы с периодом T				Детерминированный хаос
		$T = 2$	$T = 4$	$T = 8$	$T > 16$	
r	1–2	2–2,52	2,52–2,66	2,66–2,69	2,69–2,6959	Более 2,6959

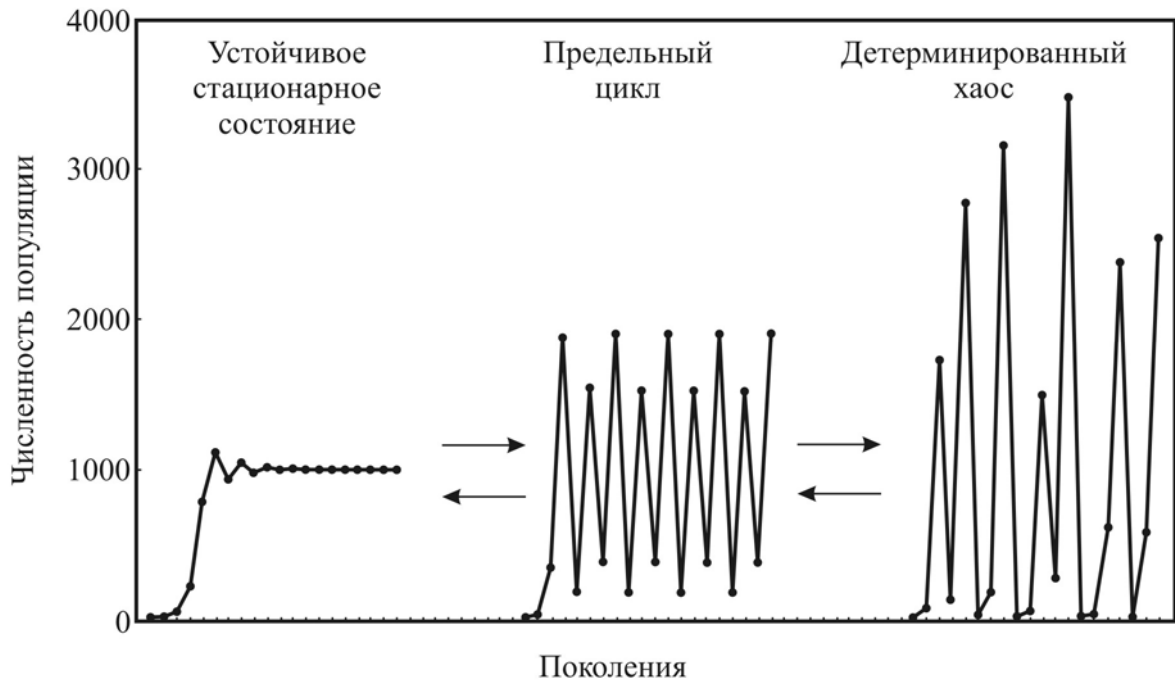


Рис. 5.4. Типы динамического поведения и переходы между ними в популяциях с непрерывающимися поколениями

Важно отметить, что переходы из одного динамического режима в другой могут происходить при очень малых изменениях r , что отражает бифуркационный характер динамики системы.

Для наглядного представления динамики таких систем используют так называемую бифуркационную диаграмму (рис. 5.5), на которой по оси абсцисс откладывают значения мальтузианского параметра, а по оси ординат – соответствующие данному значению r состояния системы x_n (для n , больших некоторого номера, имеющего смысл дискретного времени, в течение которого завершаются переходные процессы и динамика системы выходит на стационарный режим).

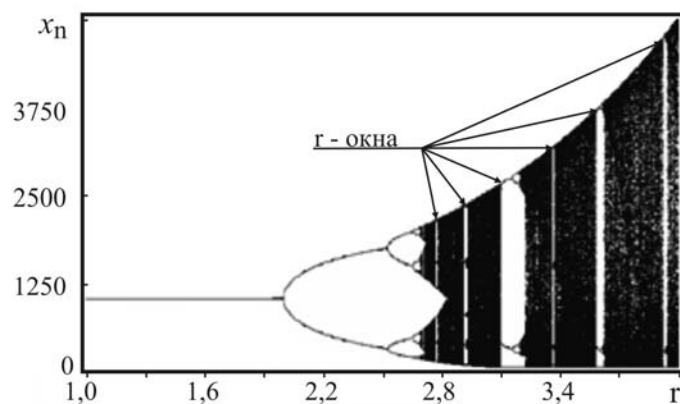


Рис. 5.5. Бифуркационная диаграмма динамики популяций, описываемых отображением Риккера

На рис. 5.5 видно, что для популяций, описываемых моделью Риккера, при $r < 2$ наблюдается первый тип динамического поведения (устойчивое стационарное состояние – одна линия на диаграмме), в интервале $2,0 < r < 2,69$ реализуются различные предельные циклы, начиная с периода, равного двум (две, четыре и более линий на диаграмме). При дальнейшем увеличении r возникают хаотические режимы (значения x_n хаотически заполняют некоторый интервал), перемежаемые так называемыми r -окнами, в которых наблюдаются предельные циклы. Каждое r -окно характеризуется своим базовым предельным циклом, имеющим наименьший период.

Теория перехода к хаосу в динамических системах, подобных рассмотренным выше, была разработана М. Фейгенбаумом. Ее основная идея – потеря аттрактором (точкой, предельным циклом) своей устойчивости при изменении управляющего параметра r и соответствующий каскад удвоения периода реализуемого предельного цикла при сильном нелинейном сжатии интервалов устойчивости на каждом этапе. Это приводит к экспоненциальному росту числа гармоник предельного цикла на малом интервале изменения параметра. Хаос, по Фейгенбауму, наступает при их «бесконечном» числе. Такой механизм генерации хаоса в динамических системах носит название «субгармонический каскад».

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. Уясните используемую при рассмотрении биологических проблем модельную ситуацию перехода к хаосу, предложенную профессором физики Чикагского университета Л.П. Кадановым:

Пусть на изолированном острове выводятся летом насекомые численностью x_j , которые откладывают яйца и умирают. Из яиц на следующий год выводятся новые насекомые численностью x_{j+1} . Очевидно, что численность потомства x_{j+1} должна зависеть от численности родительского поколения x_j и от каких-то дополнительных факторов. Эта зависимость учитывается уравнением

$$x_{j+1} = \lambda x_j N - \lambda x_j^2, \quad (5.14)$$

где $\lambda > 0$ – некоторый параметр (т.е. постоянная в условиях рассмотрения величина);

N – максимально возможная численность популяции.

Первый член в правой части уравнения (5.14) представляет собой естественный прирост популяции, второй отвечает за снижение этого естественного роста из-за слишком большого числа насекомых.

Для унификации уравнения (5.14) численность популяции нормируют по отношению к предельной величине, что математически оформляется делением обеих частей уравнения на N^2 :

$$x'_{j+1} = rx'_j(1 - x'_j), \quad (5.15)$$

где $x'_j = \frac{x_j}{N}$, $x'_{j+1} = \frac{x_{j+1}}{N}$, $r = \lambda \cdot N$.

Проделайте указанные преобразования и убедитесь в правильности записи унифицированного уравнения.

2. Проанализируйте уравнение (5.15). Оно решается путем подстановки значений x'_j ($0 < x'_j < 1$) с дальнейшим расчетом x'_{j+1} , которое вновь считается исходным x'_j и т.д. Такой последовательный расчет в математике называют рекуррентным (в переводе с латинского – возвратным). Однако результаты расчета в данной задаче существенно зависят от величины r , называемой параметром скорости роста.

Изучите сначала поведение популяции при малых r . Для $0 < r < 1$ насекомые живут в таких неблагоприятных условиях, что численность их популяции сокращается с каждым годом. При этом общий характер

изменения численности популяции со временем выглядит примерно так, как на рис. 5.6. Из рисунка видно, что $x'_j \rightarrow 0$ независимо от выбора начально-

го значения x'_0 ($x'_0 = \frac{x_0}{N}$, где x_0 – начальное значение численности популяции). Убедитесь в этом, задав значения x'_0 и r в соответствии с вышеуказанными интервалами. Результаты расчетов отразите в табл. 5.2, указав в ней значение r .

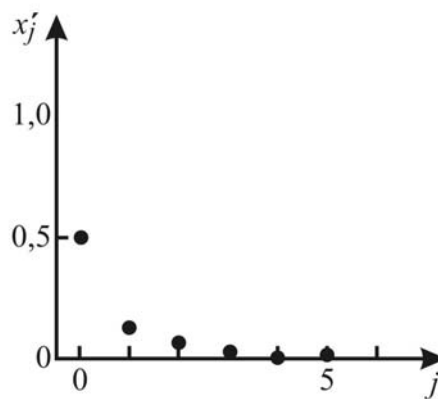


Рис. 5.6

Таблица 5.2

$r =$								
x'_0	x'_1	x'_2	x'_3	x'_4	x'_5	x'_6	x'_7	x'_8

Проанализируйте табличные данные (анализ результатов расчета должен показать, что при малых r популяция вымирает).

3. Продолжите анализ унифицированного уравнения (5.15), задав значение r в интервале $1 < r < 3$. Результаты расчетов отразите в табл. 5.3, оформив ее по аналогии с табл. 5.2.

Таблица 5.3

$r =$								
x'_0	x'_1	x'_2	x'_3	x'_4	x'_5	x'_6	x'_7	x'_8

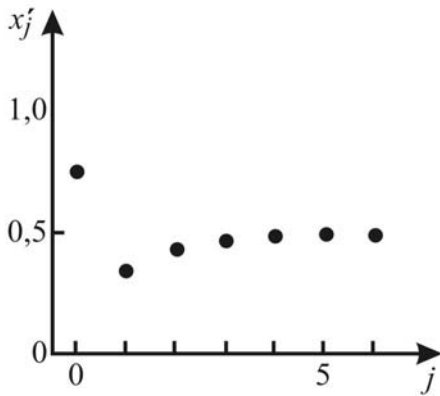


Рис. 5.7

Проанализируйте табличные данные.

Анализ результатов расчета должен показать, что в данном случае популяция не вымирает, а асимптотически приближается к ненулевому постоянному значению x^* (рис. 5.7).

Это значение для каждого r можно найти, подставив в уравнение (5.15) вместо x'_j и x'_{j+1} их предельные значения x^* :

$$x^* = rx^*(1 - x^*). \quad (5.16)$$

Уравнение (5.16) является квадратным и имеет два решения

$$x_1^* = 0 \text{ и } x_2^* = 1 - \frac{1}{r}.$$

Первое решение реализуется (т.е. существует устойчиво) при малых значениях r ($0 < r < 1$), а второе для $r > 1$, т.к. по условиям задачи оно должно быть больше нуля. Для x_2^* , очевидно, характерен годичный цикл численности. До сих пор в системе не возникает хаоса.

4. Задайте r еще большее значение ($3 < r < 3,4$) и рассчитайте динамику популяции в этом случае. Результаты расчета отразите в табл. 5.4.

Анализ данных табл. 5.4 должен показать, что в этом случае динамика численности популяции заметно усложняется. А именно – возникают два ее предельных (стационарных) значения, причем сама численность колеблется, попеременно приближаясь то к одному, то к другому пределу. Сначала численность популяции насекомых мала. Они стремительно размножаются, откладывая большое количество яиц, численность популяции резко растет.

Однако на следующий год численность популяции оказывается слишком высокой; возникает перенаселённость, в результате чего через год численность популяции вновь становится малой. Таким образом, в каждом нечётном году численность популяции будет высокой, а в каждом чётном году низкой, так что период колебаний численности составляет 2 года (рис.5.8).

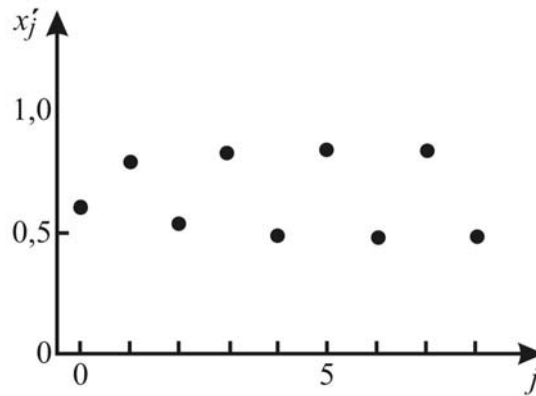


Рис. 5.8

Таблица 5.4

$r =$								
x'_0	x'_1	x'_2	x'_3	x'_4	x'_5	x'_6	x'_7	x'_8

По данным табл. 5.2–5.4 постройте график зависимости $x'(r)$.

Таким образом, характер решения унифицированного уравнения численности популяции существенно зависит от величины параметра r . Малые значения r соответствуют стационарным состояниям. Последняя из исследованных ситуаций ($3 < r < 3,4$) называется бифуркацией решения. Слово «бифуркация» в переводе с латинского означает раздвоение, разветвление. Мы наблюдаем бифуркацию, когда параметр r достигает первого критического значения $r_1 = 3$.

Строго говоря, первая точка бифуркации соответствует значению $r_0 = 1$.

Однако из двух значений x^* (см. п. 3) одно ($x^* = 0$) становится неустойчивым и не реализуется.

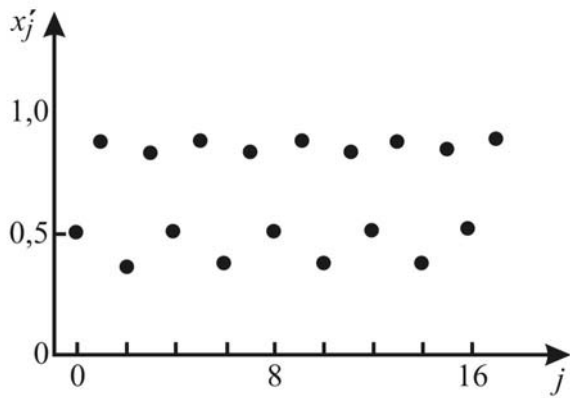


Рис. 5.9

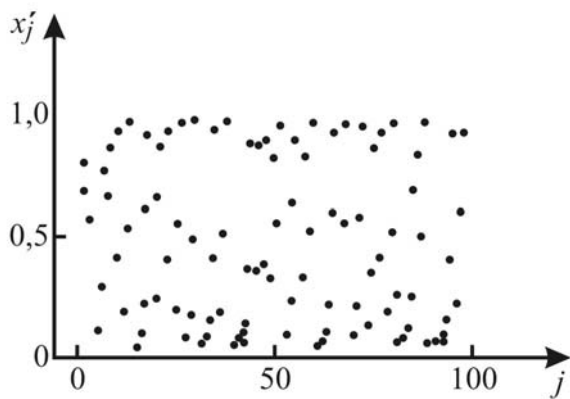


Рис. 5.10

Можно показать, что второе критическое значение $r_2 = 3,4$ соответствует раздвоению каждой из ветвей решения, т.е. стационарных значений становится не 2, а 4. При этом возникает четырехстадийный цикл колебаний численности, т.е. четырехлетняя периодичность (рис. 5.9).

Следующее критическое значение $r_3 = 3,54$ приводит к восьмистадийному циклу, затем появляются 16, 32, 64 и т.д. ветвей. Соответствующие им критические значения r очень мало отличаются друг от друга.

Наконец, при $r = 4$ периодичность изменения численности исчезает (ветви решений сливаются, а период повторения можно условно считать бесконечным). Наступает хаотизация динамики (так называемый динамический, или детерминированный хаос (рис. 5.10)).

На рис. 5.11 приведен сложный график зависимости стационарных состояний численности от параметра скорости роста, рассчитанный с помощью компьютера.

Сплошными линиями показаны значения численности популяции x_j^j , которые достигаются, когда j стремится к бесконечности. Если параметр скорости роста r меньше единицы, то популяция вырождается и исчезает. При $3 < r < 3,4$ единственное значение отсутствует. В этой области численность популяции колеблется между двумя значениями, лежащими соответственно на верхней и нижней ветвях кривой. При значениях r , превышающих 3,4, численность популяции колеблется уже между четырьмя ветвями и т.д. Обратите внимание на сильно нелинейный масштаб и на разрыв при $r > 3,569$. Поведение популяции при параметре скорости роста, лежащем между 3,569 и 4, изображено на рис.5.12.

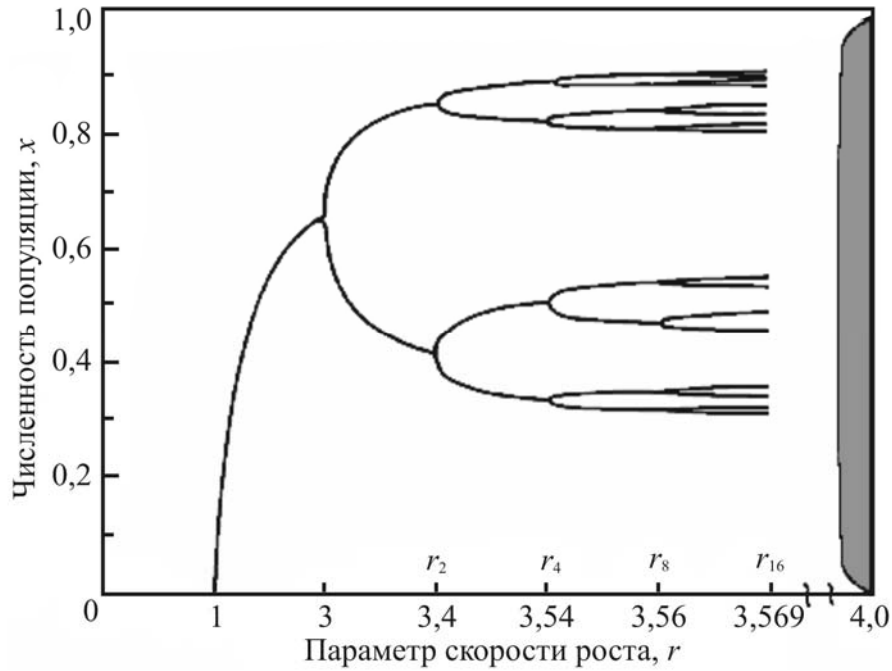


Рис. 5.11. Зависимость стационарной численности популяции от параметра скорости роста r

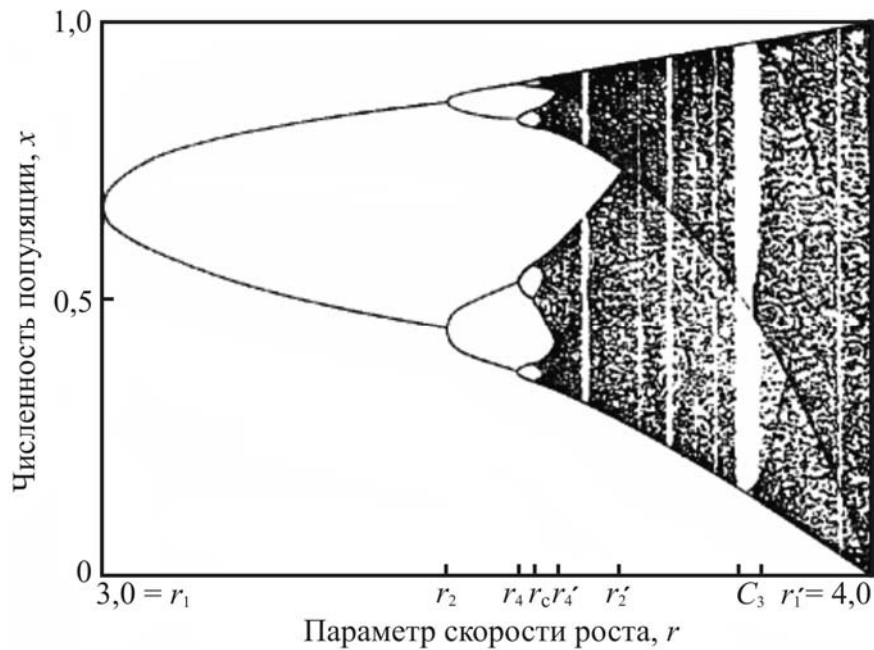


Рис. 5.12. Переход от циклического поведения к хаотическому

Здесь показан лишь континуум значений, которые может принимать численность популяции в случае истинно хаотического поведения при $r=4$.

Изображены точки, полученные в результате 20000 итераций вычисляемого значения численности популяции, начиная с некоторого

начального значения. При возрастании параметра скорости роста от 3 до r_c численность популяции колеблется между 2, 4, 8, ... 2^n , ... значениями. При $r = r_c$ бесконечное число линий переходит в бесконечное число полос; значения численности популяции упорядоченно колеблются между полосами, однако внутри каждой полосы принимают случайные значения. Когда r становится больше r_c , происходит слияние полос, и, наконец, при r , превышающих r'_2 , остаётся единственная полоса значений, которые может принимать хаотически изменяющаяся численность популяции. Узкие белые полосы, например, область, обозначенная S_3 , соответствуют движениям, при которых в основном популяция принимает упорядоченные значения и лишь иногда перемежается хаосом. В отличие от сильно нелинейного масштаба на рис. 5.11, здесь масштаб линеен.

Контрольные вопросы

1. Синергетика как новое направление междисциплинарных исследований. История становления синергетики как науки. Связь синергетики с другими науками.

2. Опишите структурные компоненты процесса самоорганизации.

3. Какими свойствами обладает самоорганизующаяся система?

4. Охарактеризуйте механизм, обеспечивающий организационный процесс.

5. Опишите процессы самоорганизации в диссипативных сильнонеравновесных системах (конвекция Бенара, реакция Белоусова – Жаботинского).

6. Что такое популяция? Приведите примеры популяций.

7. Опишите первую математическую модель динамики популяций – ряд Фибоначчи.

8. В чем суть модели неограниченного экспоненциального роста? Что понимается под биотическим потенциалом популяции? Почему модель Мальтуса оказалась справедливой для северо-американских штатов начала XIX века?

9. Приведите примеры, когда рост численности популяции идет по уравнению Ферхюльста. Как называется такой рост?

10. Опишите модель динамики популяций, предложенную Хатчинсоном.

11. Каковы характерные особенности дискретных моделей популяций с неперекрывающимися поколениями?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среди всех научных дисциплин термодинамика выделяется аксиоматической строгостью и общностью своих основополагающих начал. О глубине и общности начал термодинамики прежде всего свидетельствует тот факт, что квантовая революция, изменившая облик всей физики, практически не затронула термодинамики. Одно из основных достоинств термодинамики заключается в универсальности ее выводов, которые не привязаны к каким-либо конкретным системам. Это обстоятельство позволяет применять термодинамику для анализа самых разных объектов живой и неживой природы, включая социальную сферу.

На основе результатов, полученных в физической термодинамике, успешно развивается такое, как направление техническая термодинамика. Применение законов термодинамики для описания работы различных технических устройств оказалось весьма плодотворным. Двигатели внутреннего сгорания, турбоагрегаты, авиационные и ракетные двигатели, криогенные и вакуумные машины и т.д. – это устройства, создание которых невозможно без применения знаний по термодинамике. Эффективность функционирования этих устройств напрямую связана с адекватным применением при их разработке законов термодинамики.

Использование законов термодинамики является необходимой составной частью современных минералогических исследований. Оно определило успехи в изучении процессов кристаллизации магм, закономерностей гидротермального минералообразования, явлений метасоматоза и метаморфизма.

Однако несмотря на быстрое развитие и огромные успехи, современная термодинамика стоит перед целым рядом нерешенных проблем. Например, создание высокоэкономичных и экологически чистых двигателей внутреннего сгорания; разработка альтернативных и долговечных источников энергии; исследование свойств материалов при температурах, близких к 0К. Решение этих проблем является важнейшим условием ускорения научно-технического прогресса.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Михайлов, Л.А. Концепции современного естествознания [Текст]: учеб. для вузов / Л.А. Михайлов. – СПб.: Питер, 2012. – 336 с.
2. Исаков, А.Я. Основы современного естествознания [Текст]: в 3 ч. Ч. 2. Классический период естествознания: лекции для студентов экономических направлений / А.Я. Исаков. – Петропавловск-Камчатский: КамчатГТУ, 2012. – 274 с.
3. Исаков, А.Я. Основы современного естествознания [Текст]: в 3 ч. Ч. 3. Естествознание нового времени: лекции для студентов экономических направлений / А.Я. Исаков. – Петропавловск-Камчатский: КамчатГТУ, 2012. – 336 с.
4. Садохин, А.П. Концепции современного естествознания [Текст]: учеб. для вузов / А.П. Садохин. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: ЮНИТИ-ДАНА, 2006. – 447 с.
5. Бочкарев, А.И. Концепции современного естествознания [Текст]: учеб. для вузов / А.И. Бочкарев, Т.С. Бочкарева, С.В. Саксонов. – Тольятти: ТГУС, 2008. – 386 с.
6. Лавриненко, В.Н. Концепции современного естествознания [Текст]: учеб. для вузов / В.Н. Лавриненко, В.П. Ратников. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: ЮНИТИ-ДАНА, 2006. – 317 с.
7. Дубнищева, Т.Я. Концепции современного естествознания [Текст]: учеб. пособие для студентов вузов / Т.Я. Дубнищева. – 6-е изд. – М.: Издательский центр «Академия», 2006. – 608 с.
8. Гусейханов, М.К. Концепции современного естествознания [Текст]: учеб. для вузов / М.К. Гусейханов, О.Р. Раджабов. – 6-е изд., перераб. и доп. – М.: Издательско-торговая корпорация «Дашков и К°», 2007. – 540 с.
9. Сивухин, Л.В. Общий курс физики: Термодинамика и молекулярная физика [Текст] / Л.В. Сивухин. – Т.2. – М.: Наука, 2006. – 544 с.
10. Лихин, А.Ф. Концепции современного естествознания [Текст]: учебник / А.Ф. Лихин. – М.: Изд-во Проспект, – 2006. – 264 с.
11. Петросова, Р.А. Естествознание и основы экологии [Текст] / Р.А. Петросова. – М.: Дрофа, 2007. – 303 с.
12. Трофимова, Т.И. Курс физики [Текст] / Т.И. Трофимова. – М.: Академия, 2010. – 560 с.
13. Савельев, И.В. Курс общей физики [Текст] / И.В. Савельев. – М.: Лань, 2008. – Кн. 3. – 432 с.
14. Грабовский, Р.И. Курс физики [Текст] / Р.И. Грабовский. – М.: Лань, 2009. – 608 с.

15. Сабиров, Р.Х. Концепции современного естествознания [Текст]: учеб. пособие / Р.Х. Сабиров. – М.: АТиСО, 2008. – 686 с.
16. Стрельник, О.Н. Концепции современного естествознания [Текст]: конспект лекций / О.Н. Стрельник. – М.: Юрайт, 2011. – 223 с.
17. Матвеев, А.Н. Молекулярная физика [Текст] / А.Н. Матвеев. – М.: Бином. Лаборатория знаний, 2010. – 368 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
I. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ КАРТИНА МИРА	5
1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ (РАВНОВЕСНОЙ) ТЕРМОДИНАМИКИ	5
1.1. Термодинамика	5
1.2. Термодинамическая система.....	6
1.3. Термодинамическое состояние и термодинамический процесс	7
1.4. Внутренняя энергия и способы её изменения.....	8
1.5. Первое начало термодинамики.....	11
1.6. Невозможность создания вечного двигателя первого рода.....	12
1.7. Применение первого закона термодинамики к различным процессам	12
1.8. Адиабатный процесс.....	15
1.9. Круговые процессы (циклы). Обратимые и необратимые процессы.....	16
1.10. Тепловые двигатели	18
1.11. Тепловые двигатели и охрана окружающей среды	21
1.12. Энтропия.....	22
1.13. Вероятностный смысл энтропии	24
1.14. Энтропия как мера низкокачественности энергии	25
1.15. Второе начало термодинамики.....	27
1.16. Энтропийный баланс Земли и глобальный экологический кризис	29
1.17. Третье начало термодинамики	32
2. НЕРАВНОВЕСНАЯ ТЕРМОДИНАМИКА.....	34
2.1. Явления переноса в неравновесных системах.....	34
2.2. Энтропия открытой системы. Принцип производства минимума энтропии.....	36
3. САМООРГАНИЗАЦИЯ ПРИРОДЫ.....	38
3.1. Понятие самоорганизации	38
3.2. Основы синергетики	38
3.3. Неравновесная термодинамика И. Пригожина	40
3.4. Теория катастроф Р. Тома.....	43

II. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ	45
Лабораторная работа № 1	
ПРОВЕРКА ПЕРВОГО НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМИКИ	45
Лабораторная работа № 2	
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ ПРИ	
ПЛАВЛЕНИЯ ОЛОВА	57
Лабораторная работа № 3	
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕГО	
ТРЕНИЯ ВОЗДУХА КАПИЛЛЯРНЫМ МЕТОДОМ	66
Лабораторная работа №4	
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ	
МЕТОДОМ НАГРЕТОЙ НИТИ.....	75
Лабораторная работа №5	
БИФУРКАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ПОПУЛЯЦИЙ	88
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	107
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	108

Учебное издание

Очкина Наталья Александровна
Захаров Олег Александрович

КЛАССИЧЕСКАЯ (РАВНОВЕСНАЯ) ТЕРМОДИНАМИКА.
НЕРАВНОВЕСНАЯ ТЕРМОДИНАМИКА.
САМООРГАНИЗАЦИЯ ПРИРОДЫ
Учебное пособие

Редактор Н.Ю. Шалимова
Верстка Н.А. Сазонова

Подписано в печать 10.01.14. Формат 60×84/16.
Бумага офисная «Снегурочка». Печать на ризографе.
Усл. печ. л. 6,51. Уч.-изд. л. 7,0. Тираж 80 экз.
Заказ №1.



Издательство ПГУАС.
440028, г.Пенза, ул. Германа Титова, 28.