

Ю.В. Мосин

**МЕХАНИКА. ТЕРМОДИНАМИКА
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МИНИМУМ**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ - УЧЕБНО-НАУЧНО-
ПРОИЗВОДСТВЕННЫЙ КОМПЛЕКС»

Ю.В. Мосин

МЕХАНИКА. ТЕРМОДИНАМИКА
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МИНИМУМ

Рекомендовано ФГБОУ ВПО «Госуниверситет - УНПК»
для использования в учебном процессе в качестве учебного пособия
для высшего профессионального образования

Орел 2015

УДК 531+536](075)
ББК 30.12я7+31.11я7
М81

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Физика»
Федерального государственного бюджетного образовательного
учреждения высшего профессионального образования
«Государственный университет - учебно-научно-
производственный комплекс»
В.С. Шоркин,

доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой «Физика»
Федерального государственного бюджетного образовательного
учреждения высшего профессионального образования
«Орловский государственный университет»
О.И. Марков

Мосин, Ю.В.

М81 **Механика. Термодинамика. Теоретический минимум:** учеб-
ное пособие для высшего профессионального образования /
Ю.В. Мосин. – Орел: ФГБОУ ВПО «Госуниверситет - УНПК»,
2015. – 65 с.

ISBN 978-5-93932-863-0

Учебное пособие содержит обязательный минимум теоретических знаний по курсу общей физики (модули «Механика» и «Термодинамика»), которым должен владеть студент, чтобы рассчитывать на удовлетворительную оценку на экзамене или зачете.

Предназначено студентам нефизических специальностей высших учебных заведений и может быть использовано для самостоятельного изучения физики.

УДК 531+536](075)
ББК 30.12я7+31.11я7

СОДЕРЖАНИЕ

Принятые обозначения	4
Введение	5
1. Общие представления механики (модуль 1)	7
1.1. Система отсчета. Принцип инерции. Принцип относительности	7
1.2. Кинематические представления механики	9
1.3. Механическое состояние	15
1.4. Уравнения движения механических систем	15
1.5. Законы сохранения	19
1.6. Релятивистская механика	32
2. Общие представления физики макросистем (модуль 2)	40
2.1. Тепловое движение	40
2.2. Состояние макросистем	41
2.3. Тепловые процессы	50
2.4. Первое начало термодинамики	52
2.5. Второе начало термодинамики	55
2.6. Третье начало термодинамики	60
Вопросы к зачету (экзамену)	62
Литература	63
Приложение А. Справочные таблицы	64

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Векторы обозначены символом $\rightarrow$ над величинами, например: $\vec{v}$, $\vec{F}$. Та же буква без стрелки (v , F) означает модуль вектора.

Орты – единичные векторы:

$\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – орты декартовых координат x , y , z ;

$\vec{n}$, $\vec{\tau}$ – орты нормали и касательной к траектории.

Векторное произведение векторов обозначается квадратными скобками $[]$, например: $\vec{L} = [\vec{r} \vec{p}]$.

Средние величины заключены в угловые скобки $\langle \rangle$, например, $\langle \epsilon \rangle$.

Символы Δ , d , δ перед величинами:

Δ – приращение величины, т.е. разность между ее конечным и начальным значениями, например: $\Delta U = U_2 - U_1$;

$-\Delta$ – убыль величины, т.е. разность между ее начальным и конечным значениями, например, $-\Delta U = U_1 - U_2$;

d – дифференциал (бесконечно малое приращение), например, $d\vec{v}$;

δ – элементарное значение величины, например, δA – элементарная работа.

Производная по времени от произвольной функции обозначена как df/dt .

Интегралы любой кратности обозначены одним-единственным знаком $\int$ и различаются лишь обозначением элемента интегрирования: dV – элемент объема; $d\vec{S}$ – элемент поверхности; $d\vec{l}$ – элемент контура. Знак $\oint$ обозначает интегрирование по замкнутому контуру или по замкнутой поверхности.

ВВЕДЕНИЕ

Физика занимает важнейшее место в системе подготовки инженера. К сожалению, многие студенты, особенно младших курсов, сомневаются в этом, считая, что в их профессиональной деятельности физика им не пригодится. Однако они глубоко заблуждаются, ведь основы профессиональных компетенций, знаний и умений инженеров закладываются при изучении естественнонаучных дисциплин, фундамент которых и составляет физика.

Во многом снижение интереса студентов к физике объясняется, во-первых, совершенно иным, по сравнению со школой, ритмом изложения учебного материала. Он представляется для них чрезмерно быстрым. Во-вторых, большой насыщенностью получаемой информации. Действительно, даже известный со школы материал часто излагается в иной форме – с привлечением высшей математики. С другой стороны, на изучение всей физики отводится лишь два семестра.

В этой связи цель настоящего пособия – выделив наиважнейший материал, определить обязательный минимум теоретических знаний по курсу общей физики, которым должен владеть каждый студент.

Основой отбора теоретического материала послужили следующие соображения. Современная физика – это довольно обширная область человеческих знаний об окружающем мире. Исторически сложилось так, что все эти знания разделены между четырьмя основными разделами физики, к которым относят механику, физику макросистем (термодинамика и молекулярная физика), электродинамику и физику микромира (квантовая физика). Эти разделы весьма специфичны, но тем не менее имеют много общих черт, знание и понимание которых облегчает усвоение физики, помогает эффективно использовать ее методы в практической деятельности.

Прежде всего, следует отметить, что предметом любого раздела физики является физическая система. Разница лишь в типах таких систем. Так, например, механика имеет дело с механическими системами, а термодинамика – с макросистемами.

Типичная задача любого раздела физики заключается в ответе на вопрос о том, как существующая в определенных внешних условиях та или иная физическая система будет вести (вела) себя с течением времени. Характерно, что решается эта задача во всех разделах физики одинаково. Во-первых, устанавливаются способы описания состо-

яния физической системы, а во-вторых, формулируются уравнения движения (законы движения), описывающие эволюцию состояний физической системы.

Именно эти черты, присущие всем разделам физики, определяют единство ее структуры. Эти же черты послужили основным критерием отбора теоретического материала для данного пособия, что позволило заметно сократить его объем, исключив обширный пласт информации, которую в условиях дефицита времени, возникшего в связи с переходом на новые образовательные стандарты высшего образования, невозможно рассмотреть.

Структурно материал пособия делится на два модуля:

- модуль 1. Общие представления механики;
- модуль 2. Общие представления физики макросистем.

В конце пособия приводится список литературы, которая, с одной стороны, использовалась автором при подготовке пособия, а с другой – может быть весьма полезна студентам для более детального самостоятельного изучения того или иного вопроса.

Пособие рассчитано на то, что студент обладает знаниями по физике и математике в объеме школьной программы. Поэтому многие вещи не поясняются, а предполагаются известными.

1. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ МЕХАНИКИ (МОДУЛЬ 1)

1.1. Система отсчета. Принцип инерции. Принцип относительности

Механика – раздел физики, в котором изучается простейшая форма движения материи – *механическое движение*, т.е. движение тел в пространстве и времени. Фундаментальное свойство природы состоит в том, что всякое механическое движение *относительно*. Поэтому для фиксации точки зрения на движение необходима система отсчета.

Система отсчета – это совокупность прибора для отсчета времени (часов) и некоторого набора тел, по отношению к которым движение рассматривается. При этом тела и часы считаются неподвижными.

В системах отсчета как физических телах абстрагируются от всего, что связано с их конкретным строением и внутренними свойствами. Важным является только то, как выглядит по отношению к ним пространство и как течет время. Опытным фактом является *трехмерность* пространства и его *евклидовость* на расстояниях, малых по сравнению с радиусом кривизны Вселенной. Поэтому систему отсчета изображают трехмерной прямоугольной системой координат, оси которой жестко связаны с некоторым набором тел. При этом сами эти тела и неподвижные относительно них часы не изображаются (рис. 1.1).

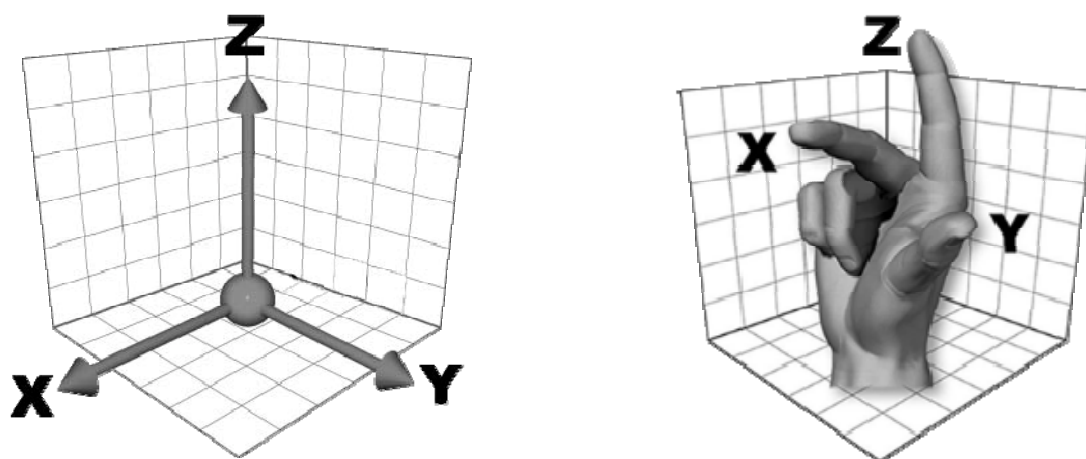


Рис. 1.1. Система отсчета

Системы отсчета можно связывать с любыми телами, поэтому существует бесчисленное множество систем отсчета, и в принципе

можно использовать любую из них. Однако следует помнить, что законы механики в разных системах отсчета имеют различный вид, и может оказаться, что в произвольной системе отсчета законы даже совсем простых явлений будут весьма сложными. Естественно, возникает задача отыскания таких систем отсчета, в которых законы механики имели бы наиболее простой вид. Решить эту задачу помогают *свободные тела*. Свободным называется тело, настолько удаленное от всех остальных, что их воздействие на движение данного тела пренебрежимо мало.

Для свободных тел справедлив принцип инерции Галилея, называемый также *первым законом Ньютона*. Он утверждает, что *существуют системы отсчета, в которых свободные тела покоятся или движутся равномерно и прямолинейно. Такие системы называются инерциальными*, и именно в них законы механики выглядят наиболее просто.

Некоторые свойства инерциальных систем отсчета (ИСО):

1) Любая система отсчета, движущаяся равномерно и прямолинейно относительно данной ИСО, также является ИСО. Другим словами, существует бесчисленное множество ИСО.

2) Для ИСО справедлив принцип относительности Галилея: *все ИСО по своим механическим свойствам эквивалентны*. Это значит, что законы механики имеют одинаковый вид во всех ИСО, и поэтому никакими механическими экспериментами, проводимыми внутри данной ИСО, нельзя установить, покоится она или движется.

Законы механики записываются в виде математических уравнений, поэтому принцип относительности Галилея заключается в требовании неизменности вида этих уравнений при переходе из одной ИСО в другую. Правилами, определяющими такой переход из покоящейся ИСО K в движущуюся относительно нее со скоростью v_0 ИСО K' и наоборот, являются *преобразования Галилея* (рис. 1.2):

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{v}_0 t, \quad t' = t. \quad (1.1)$$

Неизменность вида уравнений при каких-либо преобразованиях в математике называется *инвариантностью* уравнений относительно этих преобразований. Поэтому принцип относительности Галилея можно сформулировать еще таким образом: *законы механики инвариантны относительно преобразований Галилея*.

Из преобразований Галилея вытекают следующие выводы:

1. Течение времени носит абсолютный характер во всех ИСО, движущихся друг относительно друга с нерелятивистскими скоростями. Другими словами, во всех ИСО время течет одинаково.

2. Расстояние между двумя точками имеет абсолютный характер. Это свойство выражает тот опытный факт, что в нерелятивистской области размеры тел не зависят от их движения.

3. Классический закон сложения скоростей: если скорость движения в одной системе отсчета равна $\vec{v}$, а в другой – $\vec{v}'$, то

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0, \quad (1.2)$$

если вторая система отсчета движется относительно первой со скоростью $\vec{v}_0$.

4. Все тела по отношению к различным ИСО движутся с одинаковыми ускорениями.

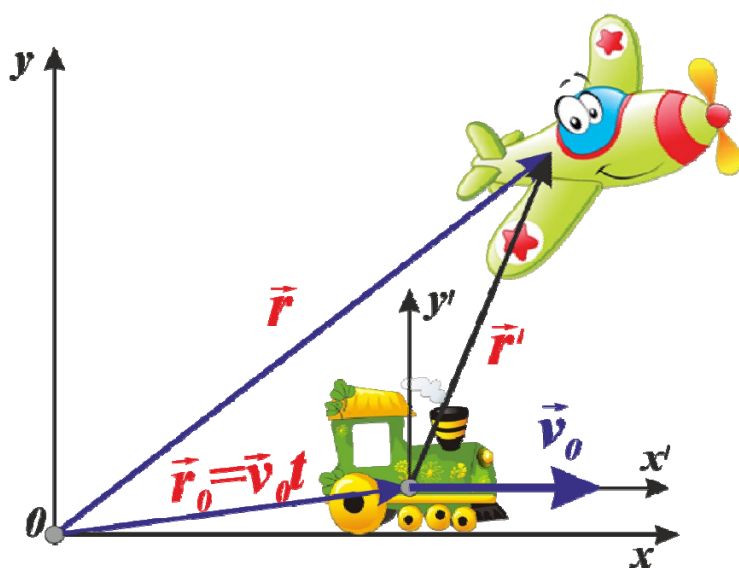


Рис. 1.2. Преобразования Галилея

1.2. Кинематические представления механики

Кинематика – это раздел механики, изучающий способы описания движений тел независимо от причин, обуславливающих эти движения.

Описать движение тела – значит, в каждый момент времени указать его положение в пространстве по отношению к выбранной си-

стеме отсчета. Существует три способа задания положения материальной точки (частицы) в пространстве: *векторный*, *координатный* и *естественный*.

При *векторном способе* положение частицы задают радиус-вектором $\vec{r}$, который проводят из некоторой неподвижной точки O выбранной системы отсчета в точку, где в данный момент находится частица (рис. 1.3). Проекции радиус-вектора на координатные оси системы отсчета равны координатам частицы x, y, z , с помощью которых задают ее положение при *координатном способе*:

$$\vec{r} = \vec{r}_x + \vec{r}_y + \vec{r}_z = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}, \quad (1.3)$$

где $\vec{r}_x, \vec{r}_y, \vec{r}_z$ – составляющие радиус-вектора по координатным осям, причем $|\vec{r}_x| = \pm x, |\vec{r}_y| = \pm y, |\vec{r}_z| = \pm z$;

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – единичные векторы, направленные по осям координат ($|\vec{i}| = |\vec{j}| = |\vec{k}| = 1$).

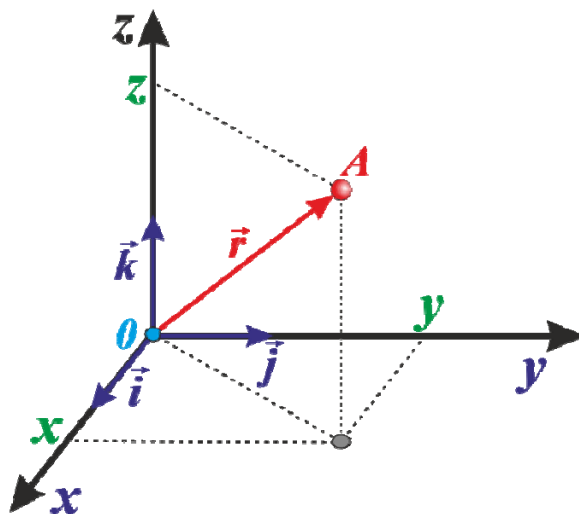


Рис. 1.3. Способы описания движения

При движении радиус-вектор $\vec{r}$ частицы изменяется в общем случае как по модулю, так и по направлению, описывая в пространстве некоторую линию – *траекторию*, т.е. $\vec{r}$ является функцией времени t :

$$\vec{r} = \vec{r}(t) = \{x(t), y(t), z(t)\}.$$

Эта функция определяет *закон движения* частицы.

Если траектория частицы известна заранее, то положение частицы можно задать с помощью *дуговой координаты* s – расстояния вдоль

траектории от выбранного начала отсчета. При этом произвольно устанавливают положительное направление отсчета координаты s . В этом заключается суть *естественного способа*.

При естественном способе закон движения тела вдоль заданной траектории имеет вид $s = s(t)$.

Для важного частного случая вращательного движения существует еще и другой способ описания. Любой поворот полностью определяется указанием оси вращения и угла поворота $\Delta\varphi$ относительно этой оси. Если поворот осуществляется на малый угол (такой, что $\Delta\varphi \ll 2\pi$), то можно ввести понятие *вектора угла поворота* $d\vec{\varphi}$, направленного вдоль оси вращения в соответствии с *правилом буравчика*. Абсолютное значение вектора $d\vec{\varphi}$ равно углу поворота $d\varphi$.

Так же как и радиус-вектор, вектор угла поворота $d\vec{\varphi}$ является функцией времени. Изменение его направления характеризует изменение как ориентации плоскости вращения в пространстве, так и направления вращения частицы вокруг какого-либо центра. Изменение его абсолютного значения определяет угловое смещение частицы.

Важнейшими *кинематическими характеристиками движения* являются перемещение, скорость и ускорение.

Перемещение – это вектор $\Delta\vec{r}$, соединяющий начальное и конечное положения частицы и представляющий собой приращение радиус-вектора $\vec{r}$ за время Δt (рис.1.4):

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \Delta x\vec{i} + \Delta y\vec{j} + \Delta z\vec{k}.$$

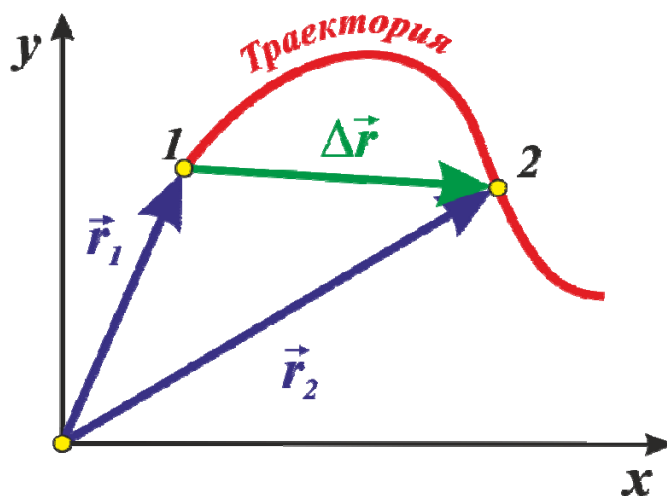


Рис. 1.4. Перемещение частицы

Скорость $\vec{v}$ характеризует быстроту и направление изменения

положения частицы и представляет собой вектор, равный производной радиус-вектора по времени:

$$\vec{v}(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{r}', \quad (1.4)$$

где $d\vec{r}$ – элементарное перемещение частицы.

Очевидно, что в каждый момент времени скорость ориентирована по касательной к траектории (рис. 1.5).

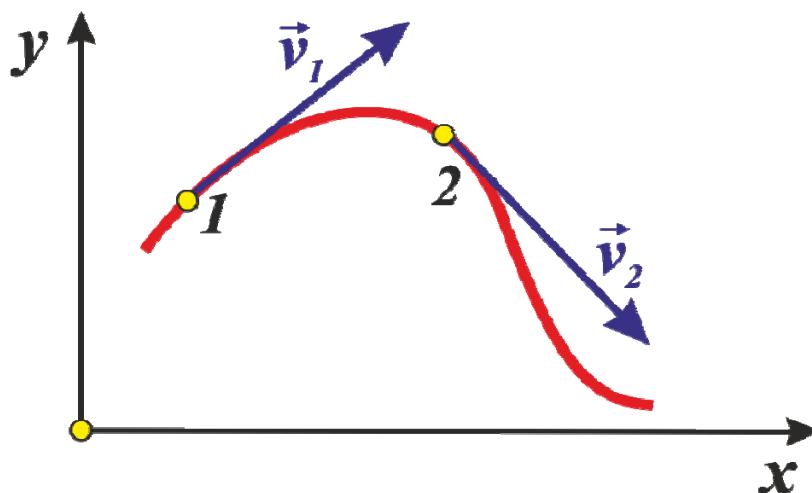


Рис. 1.5. Мгновенная скорость частицы

Скорость можно разложить на составляющие:

$$\vec{v} = \vec{v}_x + \vec{v}_y + \vec{v}_z = v_x \vec{i} + v_y \vec{j} + v_z \vec{k}, \quad (1.5)$$

где $\vec{v}_x$, $\vec{v}_y$, $\vec{v}_z$ – составляющие скорости.

При этом $v_x = \frac{dx}{dt}$; $v_y = \frac{dy}{dt}$; $v_z = \frac{dz}{dt}$ – проекции вектора скорости на оси координат.

Модуль вектора скорости находят по теореме Пифагора:

$$v = |\vec{v}| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}. \quad (1.6)$$

Так как модуль элементарного перемещения равен соответствующей длине дуги траектории ds , то модуль скорости равен: $v = \frac{ds}{dt}$.

Путь – это скалярная величина, равная расстоянию, пройденному частицей вдоль траектории:

$$\Delta s = \int_{t_1}^{t_2} v dt.$$

Наряду со скоростью $\vec{v}$ для характеристики вращательного движения вводится понятие *угловой скорости* $\vec{\omega}$ (рис.1.6). Угловая скорость – это вектор $\vec{\omega}$, направление которого определяет ориентацию плоскости вращения и, по правилу буравчика, направление вращения. Абсолютное значение вектора $\vec{\omega}$ равно производной от угла поворота по времени:

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\phi}}{dt}. \quad (1.7)$$

Угловая скорость $\vec{\omega}$ связана с линейной $\vec{v}$ соотношением

$$\vec{v} = [\vec{\omega} \vec{r}]. \quad (1.8)$$

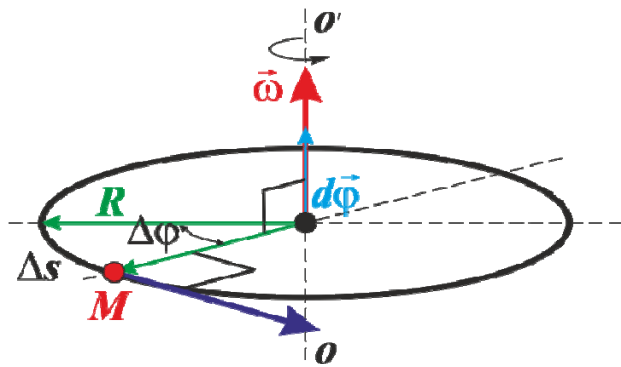


Рис. 1.6. Взаимное расположение векторов линейной и угловой скорости

Ускорением $\vec{a}$ называется вектор, равный производной от скорости по времени:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = a_x \vec{i} + a_y \vec{j} + a_z \vec{k}, \quad (1.9)$$

где $\vec{a}_x, \vec{a}_y, \vec{a}_z$ – составляющие ускорения вдоль осей.

При этом $a_x = \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}$; $a_y = \frac{dv_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2}$; $a_z = \frac{dv_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2}$ – проекции вектора ускорения на оси координат.

Модуль вектора ускорения:

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}. \quad (1.10)$$

В отличие от скорости ускорение может иметь любую ориентацию по отношению к направлению движения частицы. Поэтому в общем случае ускорение имеет проекции как в направлении движения, так и перпендикулярно к нему. В этой связи различают тангенциальное и нормальное ускорения (рис. 1.7).

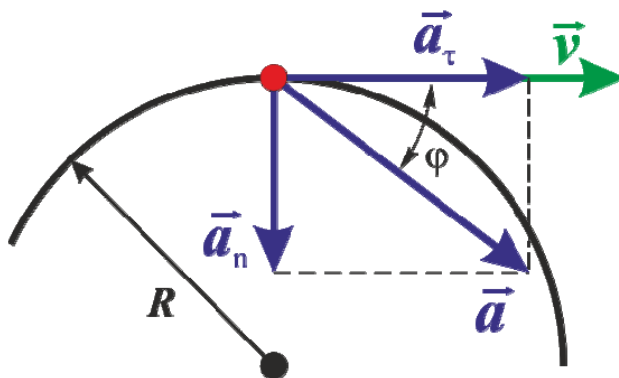


Рис. 1.7. Тангенциальное и нормальное ускорения

Тангенциальным ускорением a_τ называется проекция ускорения на направление скорости. Нормальное ускорение a_n – проекция ускорения на плоскость, перпендикулярную к скорости. Согласно этому определению:

$$\vec{a} = a_\tau \vec{\tau} + a_n \vec{n} = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + \frac{v^2}{R} \vec{n},$$

где $\vec{\tau}$ и $\vec{n}$ – ортогональные друг другу векторы единичной длины, один из которых направлен вдоль, а второй лежит в плоскости, перпендикулярной к скорости;

R – радиус кривизны траектории в данной точке.

Смысл разделения ускорения на тангенциальную и нормальную части таков: тангенциальное ускорение характеризует изменение абсолютного значения скорости, а нормальное – изменение направления скорости.

Для характеристики вращательных движений существует понятие *углового ускорения*. Угловым ускорением называется вектор $\vec{\epsilon}$, равный производной по времени от угловой скорости $\vec{\omega}$:

$$\vec{\epsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (1.11)$$

С учетом понятий углового ускорения и скорости полное ускорение частицы можно представить в виде:

$$\vec{a} = a_{\tau} \vec{\tau} + a_n \vec{n} = [\vec{\epsilon} \vec{r}] + \omega^2 R \vec{n}.$$

1.3. Механическое состояние

Типичной задачей механики является ответ на вопрос о том, как существующая в определенных внешних условиях механическая система будет вести себя с течением времени. Решение этой задачи распадается на установление величин, описывающих состояние механической системы, и составление уравнений движения, описывающих эволюцию состояний.

Из опыта следует, что *механическое состояние классической частицы* полностью определяется ее положением (радиус-вектором $\vec{r}$ или координатами x, y, z) и скоростью $\vec{v}$ (компонентами скорости v_x, v_y, v_z) в заданный момент времени t .

Из такого определения механического состояния следует, что:

1) состояние системы N классических частиц полностью описывается положениями $\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N$ и скоростями $\vec{v}_1, \dots, \vec{v}_N$ всех частиц в заданный момент времени t ;

2) все величины, характеризующие свойства любой системы классических частиц, являются функциями положений и скоростей частиц этой системы.

Фундаментальным законом классической физики является вытекающий из опытов принцип детерминированности Ньютона, утверждающий, что *механическое состояние системы, заданное в любой момент времени, однозначно определяет всю ее эволюцию во времени, т.е. все ее движение*, как будущее, так и прошлое.

Законы эволюции механических систем подразделяются на уравнения движения и законы сохранения.

1.4. Уравнения движения механических систем

Согласно определению механического состояния системы, для его полного описания ускорения частиц задавать не требуется. Это означает, что для системы из N частиц ускорение каждой частицы является функцией положений и скоростей частиц системы. Если

в начальный момент времени известно состояние системы, то согласно принципу детерминированности известен закон движения $\vec{r}_i(t)$ всех частиц, а значит, можно вычислить ускорение каждой из N частиц системы:

$$\frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2} = \vec{a}_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N; \vec{v}_1, \dots, \vec{v}_N). \quad (1.12)$$

Соотношение (1.12) было положено Ньютоном в основу механики. Оно называется *уравнением движения* или *уравнением Ньютона*. Утверждения принципа детерминированности и уравнения Ньютона эквивалентны.

Отыскание вида функции $\vec{a}_i$ в правой части уравнения (1.12) является важной задачей механики. Для каждой конкретной механической системы она определяется экспериментально.

Примеры уравнений Ньютона:

1. Уравнение падения частицы в пустоте около поверхности Земли было установлено экспериментально Галилеем и имеет вид:

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -g.$$

2. Гук показал, что уравнение малых колебаний тела, закрепленного на конце упругой пружины, имеет вид:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\alpha x.$$

Постоянный коэффициент α зависит от выбора тела и пружины.

Нужно заметить, что в экспериментах удобнее определять не ускорение $\vec{a}_i$, стоящее в правой части уравнений Ньютона, а произведение $m_i a_i = \vec{F}_i$, где m_i – некоторое положительное число, называемое *массой* частицы.

С учетом вышеизложенного уравнение Ньютона (1.12) принимает вид одного из фундаментальных законов классической физики, названного *вторым законом Ньютона*: *если на частицу с массой m_i действует сила $\vec{F}_i$, то по отношению к ИСО эта частица приобретает ускорение $\vec{a}_i$* :

$$m_i \frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2} = \vec{F}_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N; \vec{v}_1, \dots, \vec{v}_N). \quad (1.13)$$

Вектор силы $\vec{F}_i$, присутствующий в уравнении (1.13), характеризует воздействие окружающих тел на данную частицу. Важнейшими свойствами сил являются следующие:

1) *Две частицы действуют друг на друга с силами, равными по абсолютной величине и направленными в противоположные стороны вдоль прямой, соединяющей эти частицы. Это свойство называется третьим законом Ньютона:*

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}, \quad (1.14)$$

где $\vec{F}_{12}$ – сила, с которой вторая частица действует на первую;

$\vec{F}_{21}$ – сила действия первой частицы на вторую.

2) *Сила, с которой одна частица действует на другую, зависит только от положения и скоростей только этих двух частиц. Присутствие других частиц на эту силу не влияет. Это свойство называется законом независимости действия сил или законом парности взаимодействия.*

Следствием этого закона является принцип суперпозиции: *в сложной системе сила, действующая на данную частицу, равна векторной сумме сил, действующих со стороны каждой из остальных частиц (рис. 1.8):*

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \vec{F}_{14} + \dots$$

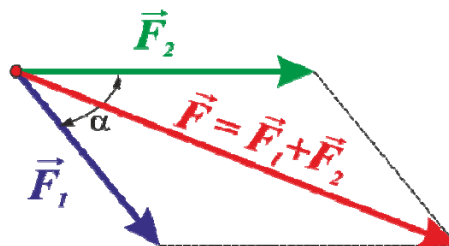


Рис. 1.8. Принцип суперпозиции

Из эквивалентности утверждений принципа детерминированности и второго закона Ньютона следует возможность постановки двух разных динамических задач – прямой и обратной, одинаковых по важности, но существенно различных по методам решения.

В заключение нужно отметить, что уравнение (1.13) справедливо только в ИСО. Между тем имеется много задач, решение которых необходимо получить в неинерциальных системах отсчета (НИСО)

(например, движение спутника относительно поверхности Земли). В этом случае сохранить по форме уравнение (1.13) и для НИСО можно, введя *силы инерции*:

$$m_i \frac{d^2 \vec{r}_i'}{dt^2} = \vec{F}_i + \vec{F}_{i, \text{пост}} + \vec{F}_{i, \text{цб}} + \vec{F}_{i, \text{кор}}, \quad (1.15)$$

где $\frac{d^2 \vec{r}_i'}{dt^2}$ – ускорение частицы относительно НИСО;

$\vec{F}_{i, \text{пост}} = -m_i \vec{a}_0$ – *поступательная сила инерции*, обусловленная поступательным движением НИСО с ускорением $\vec{a}_0$;

$\vec{F}_{i, \text{цб}} = m_i \omega^2 \vec{r}_i$ – *центробежная сила инерции*, обусловленная вращением НИСО с угловой скоростью ω ;

$\vec{r}_i$ – радиус-вектор, перпендикулярный к оси вращения;

$\vec{F}_{i, \text{кор}} = 2m_i [\vec{v}_i' \vec{\omega}]$ – *кориолисова сила инерции* (рис. 1.9), обусловленная вращением НИСО с угловой скоростью ω и движением частицы относительно нее со скоростью $\vec{v}_i'$.



Рис. 1.9. Сила Кориолиса

Важнейшие особенности сил инерции:

- 1) Силы инерции существуют только в НИСО.
- 2) На силы инерции не распространяется третий закон Ньютона, так как они обусловлены не взаимодействием тел, а свойствами НИСО.
- 3) Силы инерции всегда являются внешними, поэтому в НИСО нет замкнутых систем.
- 4) В общей теории относительности вводится *принцип эквивалентности* сил инерции и сил гравитации.

1.5. Законы сохранения

Зная законы действующих на частицы системы сил и начальное состояние системы, можно с помощью уравнений движения (1.13) узнать ее прошлое и предсказать будущее поведение. Однако детальное рассмотрение поведения системы с помощью уравнений движений часто бывает настолько затруднительно (например, из-за сложности самой системы), что довести решение до конца представляется практически невозможным. А в тех случаях, когда законы действующих сил вообще неизвестны, такой подход оказывается в принципе неосуществим. Кроме того, есть задачи, в которых детальное рассмотрение движения отдельных частиц просто не имеет смысла, например, описание движения отдельных молекул газа.

Существуют общие принципы, являющиеся следствием законов Ньютона, которые позволяют иначе подойти к решению задач и помогают обойти указанные трудности. Такими принципами являются *законы сохранения импульса, энергии и момента импульса*.

Рассмотрим процедуру получения законов сохранения из общих принципов динамики. Исходным пунктом всех рассуждений является уравнение движения частицы, т.е. второй закон Ньютона:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}, \quad \text{или} \quad m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}. \quad (1.16)$$

Закон сохранения импульса. Учитывая постоянство массы, внесем ее в уравнение (1.16) под знак производной:

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F}. \quad (1.17)$$

Величина

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (1.18)$$

называется *импульсом частицы*, а величина

$$\vec{P} = \sum m_i \vec{v}_i = \sum \vec{p}_i \quad (1.19)$$

– *импульсом системы*, где $\vec{p}_i$ – импульс i -й частицы системы.

Импульс можно использовать для описания состояния частиц. Действительно, при заданной массе импульс однозначно связан со

скоростью, поэтому состояние частицы полностью определено, если заданы ее положение $\vec{r}$ и импульс $\vec{p}$.

С учетом выражения (1.18) уравнение движения частицы (1.17) примет вид:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}, \quad (1.20)$$

т.е. *скорость изменения импульса частицы равна действующей на нее силе*. Соотношение (1.20) называется **вторым законом Ньютона**.

Физической величиной, которая определяет скорость изменения импульса системы, является результирующая всех внешних сил, действующих на частицы системы:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}_{\text{внеш}}. \quad (1.21)$$

Согласно уравнению (1.21), *импульс замкнутой системы, т.е. системы, на которую не действуют внешние силы, остается постоянным*. Это утверждение является фундаментальным свойством природы, а закон, его выражающий, называется **законом сохранения импульса**:

$$\vec{P} = \sum m_i \vec{v}_i = \sum \vec{p}_i = \text{const}. \quad (1.22)$$

Импульс может сохраняться и у незамкнутой системы при условии, что результирующая всех внешних сил равна нулю. Кроме того, у незамкнутой системы может сохраняться не сам импульс, а его проекция на некоторую ось. Это возможно, если проекция результирующей внешней силы на эту же ось равна нулю.

Из закона сохранения импульса (1.22) вытекает два важных следствия:

1) **Закон аддитивности массы**:

$$M = \sum m_i. \quad (1.23)$$

Из выражения (1.23) следует, что масса системы равна сумме масс отдельных частиц системы.

2) **Закон сохранения центра инерции**: *центр инерции изолированной системы частиц движется равномерно и прямолинейно*.

При этом *центром инерции* системы или ее *центром масс* называется точка, положение которой определяется радиус-вектором:

$$\vec{R} = \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{\sum m_i}. \quad (1.24)$$

Центр масс задает положение системы частиц как единого целого (рис. 1.10).

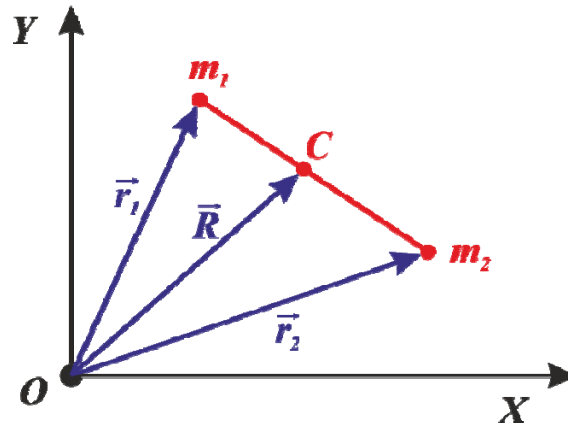


Рис. 1.10. Центр инерции

Законом сохранения центра инерции удобно пользоваться при решении многих задач механики. Например, в случаях, когда интересуются лишь относительным движением частиц внутри системы, а не ее движением как целого, целесообразно воспользоваться системой отсчета, связанной с центром инерции (*Ц-система*). Отличительной особенностью *Ц-системы* является то, что импульс системы частиц в ней всегда равен нулю, что значительно упрощает анализ явлений и соответствующие расчеты.

Закон сохранения энергии. Умножим обе части уравнения движения (1.16) скалярно на $d\vec{r}$:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r} = \vec{F} d\vec{r}.$$

Преобразуя левую часть:

$$\underbrace{m \frac{d\vec{r}}{dt}}_{\vec{v}} d\vec{v} = m \vec{v} d\vec{v} = d\left(\frac{mv^2}{2}\right),$$

получим

$$d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = \vec{F}d\vec{r}.$$

Величина

$$T = \frac{mv^2}{2} \quad (1.25)$$

называется *кинетической энергией частицы*;

$$\delta A = \vec{F}d\vec{r} \quad (1.26)$$

– *элементарной работой* силы $\vec{F}$ на элементарном перемещении $d\vec{r}$, которая является пространственной характеристикой действия силы.

Таким образом, приращение кинетической энергии частицы при ее элементарном перемещении $d\vec{r}$ равно элементарной работе силы на этом перемещении:

$$dT = \delta A, \quad (1.27)$$

а при конечном перемещении из точки 1 в точку 2:

$$T_2 - T_1 = \int_1^2 \delta A, \quad (1.28)$$

т.е. *изменение кинетической энергии частицы на некотором перемещении равно алгебраической сумме работ всех сил, действующих на частицу на том же перемещении.*

Поскольку работа получается суммированием по многим точкам (по многим состояниям), то в общем случае работа зависит от того, как меняется состояние. Так как *любое изменение состояния называется процессом*, то в общем случае *работа является функцией процесса*, т.е. работа, совершаемая при перемещении частицы, зависит от формы ее траектории.

Однако существуют силы, работа которых определяется только начальным и конечным состояниями частицы и форма траектории на величину работы не влияет. Такие силы называются *потенциальными*, а если они еще и не зависят явно от времени, то – *консервативными*.

ными. Все остальные относятся к силам *непотенциальным* или *неконсервативным*. Например, неконсервативными являются *диссипативные силы* – силы трения и сопротивления.

Работа потенциальной силы может быть представлена в виде:

$$A = \int \delta A = U(\vec{r}_1) - U(\vec{r}_2) = -\Delta U, \quad (1.29)$$

где U – функция положения частицы в пространстве. Она называется *потенциальной энергией* частицы и всегда имеет смысл энергии взаимодействия с объектами, создающими данное силовое воздействие на частицу.

Таким образом, *работа потенциальной силы равна убыли потенциальной энергии частицы при ее перемещении из одного положения в другое*. Очевидно, частице, находящейся в произвольной точке стационарного поля консервативных сил, всегда можно приписать определенное значение потенциальной энергии, которая для разных силовых полей имеет следующий вид:

1) поле упругой силы:

$$U(\vec{r}) = \frac{kr^2}{2},$$

где k – коэффициент упругости;

2) поле гравитационной (кулоновской) силы:

$$U(\vec{r}) = \frac{\alpha}{r},$$

где α – положительное (отталкивание) или отрицательное (притяжение) число;

3) поле однородной силы тяжести:

$$U(z) = mgz,$$

где начало координат помещено в одну из точек поверхности Земли, а ось Oz направлена вертикально вверх.

Уравнение (1.29) применимо и к элементарному перемещению $d\vec{r}$ частицы в стационарном поле консервативных сил, т.е. $\delta A = -dU$, или

$$\vec{F}d\vec{r} = -dU. \quad (1.30)$$

Потенциальная энергия частицы как функция радиус-вектора за-

висит от трех переменных x, y, z – координат радиус-вектора. Если эта функция $U(\vec{r}) = U(x, y, z)$ задана, то компоненты силы, действующей на частицу в точке с радиус-вектором $\vec{r}$, определяются в соответствии с уравнением (1.30) формулами:

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x}; \quad F_y = -\frac{\partial U}{\partial y}; \quad F_z = -\frac{\partial U}{\partial z}. \quad (1.31)$$

Отсюда легко найти вектор $\vec{F}$:

$$\vec{F} = F_x \vec{i} + F_y \vec{j} + F_z \vec{k}, \quad \text{или} \quad \vec{F} = -\left(\frac{\partial U}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial U}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{k} \right). \quad (1.32)$$

Величина, стоящая в скобках, называется *градиентом скалярной функции* U и обозначается $\text{grad}U$ либо символом $\vec{\nabla}U$, где $\vec{\nabla}$ (набла) – *векторный оператор дифференцирования*, обозначающий тройку операций дифференцирования по координатам:

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}.$$

Итак, в векторной форме равенства (1.32) записываются таким образом:

$$\vec{F} = -\text{grad}U = -\vec{\nabla}U = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}}, \quad (1.33)$$

т.е. *сила поля $\vec{F}$ равна со знаком минус градиенту потенциальной энергии частицы в данной точке поля.*

Смысл *градиента* U заключается в том, что он является *вектором, направленным по нормали к эквипотенциальной поверхности в сторону возрастания потенциальной энергии.*

Если к потенциальной энергии добавить постоянную величину, то сила от этого не изменится, так как ее вычисление связано с дифференцированием потенциальной энергии. Следовательно, потенциальная энергия определяется не однозначно, а с точностью до произвольной постоянной, и прибавление этой постоянной не меняет картины силового взаимодействия. Обычно произвольную постоянную выбирают так, чтобы значение потенциальной энергии частицы, далеко удаленной от источника силы и потому не испытывающей действия силы, было равно нулю.

Согласно уравнению (1.27), приращение кинетической энергии каждой частицы равно работе всех сил, действующих на частицу. Поэтому работу A , которую совершают все силы, действующие на все частицы системы, при изменении ее состояния, можно найти из уравнения

$$A = \sum A_i = \sum \Delta T_i = \Delta \sum T_i = \Delta T,$$

где $T = \sum T_i$ – суммарная кинетическая энергия системы.

Итак, *приращение кинетической энергии системы равно работе всех сил, действующих на все частицы системы*. Используя принцип суперпозиции, разделим все силы на внутренние и внешние. Далее, придерживаясь того же принципа, разделим внутренние силы на консервативные и диссипативные, а внешние – на силы внешнего стационарного поля консервативных сил и все остальные силы, не относящиеся к данному внешнему полю (внешние сторонние силы). Тогда

$$\Delta T = A_{\text{вн}} + A_{\text{внеш}} = A_{\text{вн}}^{\text{конс}} + A_{\text{вн}}^{\text{дис}} + A_{\text{внеш}}^{\text{конс}} + A_{\text{внеш}}^{\text{стор}}.$$

Работа консервативных сил равна убыли потенциальной энергии, а именно:

$$A_{\text{вн}}^{\text{конс}} = -\Delta U_{\text{соб}} \text{ и } A_{\text{внеш}}^{\text{конс}} = -\Delta U_{\text{внеш}},$$

где $U_{\text{соб}}$ – *собственная потенциальная энергия*, зависящая от взаимодействия частиц системы между собой;

$U_{\text{внеш}}$ – *внешняя потенциальная энергия*, характеризующая взаимодействие данной системы с внешними телами.

Тогда

$$\Delta T + \Delta U_{\text{соб}} + \Delta U_{\text{внеш}} = \Delta(T + U_{\text{соб}} + U_{\text{внеш}}) = A_{\text{вн}}^{\text{дис}} + A_{\text{внеш}}^{\text{стор}}. \quad (1.34)$$

Величину, стоящую в скобках, называют *полной механической энергией E системы во внешнем стационарном поле консервативных сил*:

$$E = T + U_{\text{соб}} + U_{\text{внеш}}. \quad (1.35)$$

С учетом формулы (1.35) уравнение (1.34) примет вид:

$$\Delta E = A_{\text{вн}}^{\text{дис}} + A_{\text{внеш}}^{\text{стор}}. \quad (1.36)$$

Из этого уравнения вытекает закон сохранения полной механической энергии системы, находящейся во внешнем стационарном поле консервативных сил: *если на систему частиц не действуют внешние сторонние силы и нет внутренних диссипативных сил, то полная механическая энергия такой системы остается постоянной*:

$$E = T + U_{\text{соб}} + U_{\text{внеш}} = \text{const} . \quad (1.37)$$

Примером подобной системы является система Земля–Луна в поле тяготения Солнца.

Закон сохранения момента импульса. Умножим обе части уравнения движения (1.16) слева векторно на $\vec{r}$:

$$\left[\vec{r} m \frac{d\vec{v}}{dt} \right] = \left[\vec{r} \vec{F} \right]. \quad (1.38)$$

Преобразуем левую часть, вынося производную по времени:

$$\left[\vec{r} m \frac{d\vec{v}}{dt} \right] = \frac{d}{dt} [\vec{r} m \vec{v}] = \frac{d}{dt} [\vec{r} \vec{p}].$$

Это позволяет переписать уравнение (1.38) в виде:

$$\frac{d}{dt} [\vec{r} \vec{p}] = \left[\vec{r} \vec{F} \right]. \quad (1.39)$$

Величина

$$\vec{L} = [\vec{r} \vec{p}] \quad (1.40)$$

называется *моментом импульса* (рис. 1.11) частицы относительно точки, а величина

$$\vec{M} = \left[\vec{r} \vec{F} \right] \quad (1.41)$$

– *моментом силы*, действующей на частицу.

Таким образом, *скорость изменения момента импульса частицы равна моменту действующей на нее силы:*

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}. \quad (1.42)$$

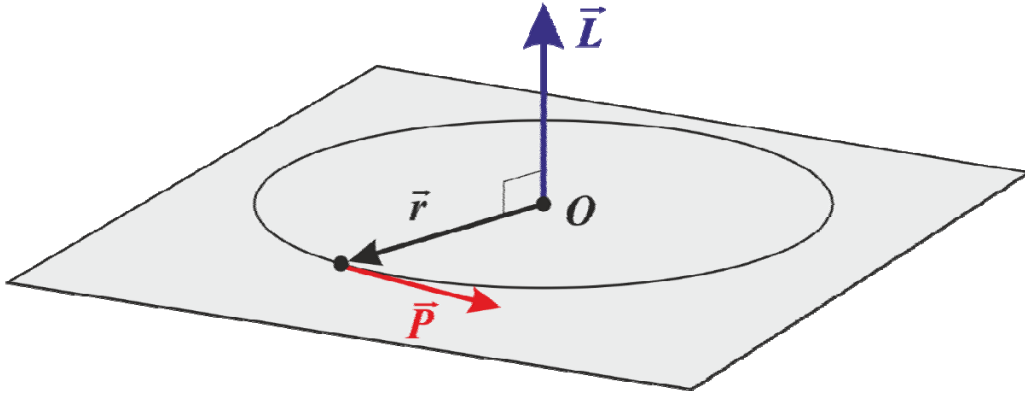


Рис. 1.11. Момент импульса частицы относительно точки O

Это уравнение называют *уравнением моментов*. Из него вытекает закон сохранения момента импульса частицы: *если момент силы, действующей на частицу, равен нулю, то ее момент импульса сохраняется:*

$$\vec{M} = 0 \Rightarrow \vec{L} = \text{const}. \quad (1.43)$$

Моментом импульса системы $\vec{L}_c$ частиц относительно точки называется векторная сумма моментов импульсов $\vec{L}_i$ этих частиц относительно той же точки:

$$\vec{L}_c = \sum \vec{L}_i, \quad (1.44)$$

где все векторы определены относительно одной и той же точки.

Момент импульса системы можно определить и иначе. Рассмотрим для этого систему двух частиц. Согласно определению (1.44), момент импульса такой системы равен:

$$\vec{L}_c = \vec{L}_1 + \vec{L}_2 = [\vec{r}_1 \vec{p}_1] + [\vec{r}_2 \vec{p}_2]. \quad (1.45)$$

Перейдем в систему отсчета, в которой покоится центр инерции системы частиц, т.е. в C -систему. В этой системе $\vec{\tilde{p}} = \vec{\tilde{p}}_1 + \vec{\tilde{p}}_2 = 0$, а значит, $\vec{\tilde{p}}_1 = -\vec{\tilde{p}}_2$. Поэтому

$$\vec{\tilde{L}}_c = \left[\vec{\tilde{p}}_1 (\vec{\tilde{r}}_1 - \vec{\tilde{r}}_2) \right] \neq 0.$$

Таким образом, момент импульса в целом покоящейся системы может быть отличен от нуля.

Момент импульса при нулевом значении полного импульса системы называется собственным $\vec{S}$. Примером системы, обладающей собственным моментом, является вращающийся на одном месте волчок. Собственным моментом могут обладать не только системы, но и отдельные частицы. Собственный момент элементарных частиц называется *спином*. Так, например, абсолютное значение спина электрона, протона, нейтрона равно $\frac{\sqrt{3}}{2}\hbar$, где $\hbar$ – постоянная Планка.

С учетом собственного момента момент импульса системы можно представить в виде:

$$\vec{L}_c = [\vec{R}\vec{P}] + \vec{S}, \quad (1.46)$$

где $\vec{R}$ – радиус-вектор центра инерции системы;

$\vec{P}$ – импульс системы.

Физический смысл выражения (1.46) заключается в следующем. Слагаемое $[\vec{R}\vec{P}]$ определяет момент импульса, обусловленный поступательным движением системы как целого. Собственный же момент $\vec{S}$ с поступательным движением не связан и является характеристикой происходящих в системе вращений.

Скорость изменения момента импульса системы равна сумме моментов действующих на нее внешних сил:

$$\frac{d\vec{L}_c}{dt} = \sum [\vec{r}_i \vec{F}_{i, \text{внеш}}] = \sum \vec{M}_{i, \text{внеш}} = \vec{M}_{\text{внеш}}. \quad (1.47)$$

Из выражения (1.47) вытекает закон сохранения момента импульса системы: момент импульса замкнутой системы сохраняется:

$$\vec{M}_{\text{внеш}} = 0 \Rightarrow \vec{L}_c = \text{const}. \quad (1.48)$$

Собственный момент замкнутой системы всегда сохраняется.

Момент импульса может сохраняться и для незамкнутых систем, если суммарный момент внешних сил окажется равным нулю. В более ограниченных случаях у незамкнутых систем может сохраняться не сам момент импульса $\vec{L}_c$, а его проекция на некоторую неподвижную ось z , т.е. *момент импульса относительно оси L_z* . Это бывает тогда, когда проекция суммарного момента всех внешних сил $\vec{M}_{внеш}$ на эту ось z равна нулю. Действительно, записав уравнение (1.47) в проекциях на ось z , получим:

$$\frac{dL_z}{dt} = M_{внеш,z}. \quad (1.49)$$

Из выражения (1.49) следует закон сохранения момента импульса относительно оси:

$$M_{внеш,z} = 0 \Rightarrow L_z = \text{const}. \quad (1.50)$$

Если система состоит из материальных точек, расстояние между которыми не изменяется при движении, т.е. представляет собой *абсолютно твердое тело*, то L_z можно найти по формуле

$$L_z = I_z \omega_z, \quad (1.51)$$

где ω_z – угловая скорость вращения тела вокруг оси z ;

$$I_z = I_{0,z} + ma^2 \quad (1.52)$$

называется *моментом инерции тела* относительно оси вращения z , где $I_{0,z}$ – момент инерции тела относительно параллельной ей оси, проходящей через центр инерции тела; m – масса тела; a – расстояние между осями. Уравнение (1.52) представляет собой *теорему Штейнера*.

Момент инерции $I_{0,z}$ определяется по формуле

$$I_{0,z} = \sum m_i r_i^2, \quad (1.53)$$

где m_i и r_i – масса и расстояние от оси вращения i -й частицы тела.

С учетом формул (1.51) и (1.11) уравнение (1.49) принимает вид:

$$I_z \frac{d\omega_z}{dt} = M_{внеш,z} \quad \text{или} \quad I_z \varepsilon_z = M_{внеш,z}. \quad (1.54)$$

Выражение (1.54) называется *уравнением вращательного движения твердого тела относительно закрепленной оси*.

Происхождение законов сохранения. Рассуждения, которые привели к законам сохранения импульса, энергии и момента импульса, основывались на справедливости законов Ньютона. Однако опыт показывает, что законы сохранения выполняются и для немеханических систем, т.е. систем, не подчиняющихся законам Ньютона, например систем с электромагнитным излучением. Это говорит о том, что законы сохранения представляют собой самостоятельные общие принципы, являющиеся обобщением опытных фактов. Но в таком широком понимании они уже не являются следствием законов Ньютона, а должны рассматриваться как *фундаментальные законы природы, не знающие исключений*.

Своим происхождением законы сохранения обязаны свойствам симметрии природы. Эти свойства выражаются в неизменности вида физических законов, т.е. в их *инвариантности*, при некоторых преобразованиях. Последние называются *преобразованиями фундаментальной симметрии*.

Рассмотрим пространственно-временные преобразования фундаментальной симметрии и физическое содержание симметрии по отношению к каждому из них.

1. *Симметрия по отношению к сдвигу начала координат*, или *свойство однородности пространства*, означает, что все точки физического пространства эквивалентны. Эта эквивалентность выражается в том, что явление, произошедшее в одной области пространства, повторится без изменений, если будет вызвано в другом месте. Свойство однородности пространства позволяет сравнивать результаты одинаковых экспериментов, поставленных в разных лабораториях.

2. *Симметрия по отношению к сдвигу начала отсчета времени*, или *свойство однородности времени*, проявляется в физической эквивалентности разных его моментов. Разные моменты времени эквивалентны в том смысле, что любой физический процесс протекает одинаковым образом независимо от того, когда он начался. При этом условия, существенные для процесса, в будущем должны быть такие же, как и в прошлом.

Свойство однородности времени позволяет сравнивать результаты опытов, сделанных в разное время.

3. *Симметрия по отношению к повороту координатных осей, или свойство изотропности пространства*, есть физическая эквивалентность разных направлений в пространстве. Она выражается в том, что в повернутой установке, агрегате, лаборатории и т.д. все процессы протекают точно так же, как и до поворота. При этом повороту должно быть подвергнуто все, определяющее течение процесса.

4. *Симметрия по отношению к переходу от покоя к состоянию равномерного и прямолинейного движения, или свойство галилеевской или лоренцевской инвариантности*, заключается в физической эквивалентности покоя и равномерного прямолинейного движения. В любой системе все происходит независимо от того, покоится система или движется равномерно и прямолинейно, если только переход от одного состояния к другому осуществляется со всем существенным окружением.

Из исходных положений квантовой механики следует, что *каждому преобразованию фундаментальной симметрии соответствует закон сохранения определенной физической величины*. Так как классическая механика является предельным случаем квантовой, то указанная связь законов сохранения с фундаментальной симметрией существует и в классической механике.

Перечисленным выше симметриям соответствуют законы сохранения:

1) Однородность пространства приводит к закону сохранения импульса.

Закон сохранения импульса соблюдается только для изолированных систем. Если же исследуемая система помещена во внешнее силовое поле, то для такой системы разные области пространства будут физически неэквивалентными. Однако если исследуемую систему дополнить всеми физическими объектами, являющимися источниками воздействия на систему, то будет сохраняться импульс расширенной таким образом системы.

2) Однородность времени приводит к закону сохранения энергии. Этот закон выполняется для систем, находящихся в неизменных во времени внешних условиях. Такие условия создаются только потенциальными внешними полями и называются стационарными.

3) Изотропность пространства приводит к закону сохранения момента импульса, который соблюдается только для изолированных систем, за одним исключением. Таковым является движение системы в центрально-симметричном внешнем поле. Очевидно, что по отноше-

нию к такому силовому центру пространство будет изотропным. Поэтому момент импульса системы в центральном силовом поле также сохраняется.

4) Симметрия относительно перехода к движущейся системе отсчета приводит к закону сохранения центра инерции. Он выполняется только для изолированных систем.

Для изолированной системы выполняются все перечисленные выше законы сохранения, что является следствием принципа относительности. Действительно, изолированная система «чувствует» все виды фундаментальной симметрии. Это означает независимость ее свойств от выбора ИСО, т.е. эквивалентность всех ИСО, провозглашаемую принципом относительности.

1.6. Релятивистская механика

Естественным масштабом скоростей в природе является скорость света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Эта скорость – предел скорости движения любого материального объекта. Поэтому ее называют универсальной постоянной. Если скорость движения v пренебрежимо мала по сравнению со скоростью c , так что $(v/c)^2 \ll 1$, то движение является *нерелятивистским*. В противном случае движение носит *релятивистский* характер.

Опыт свидетельствует, что законы нерелятивистских и релятивистских движений качественно различаются, а значит, различаются и представления о пространстве и времени, тесно связанные с ними. Представления о пространстве и времени с учетом существования предельной скорости c рассматриваются в теории относительности, которая подразделяется на специальную и общую. Общая теория отличается от специальной учетом эффекта искривления мирового пространства, обусловленного силами тяготения.

Кинематика специальной теории относительности. Математическим выражением нерелятивистских представлений о пространстве и времени являются преобразования Галилея (1.1) и вытекающий из них нерелятивистский закон сложения скоростей (1.2). Именно последний исторически явился пробным камнем, на котором были установлены качественные различия нерелятивистских и релятивистских движений, т.е. пределы применимости классических законов движения.

Ограниченность галилеевых представлений о свойствах пространства и времени вытекает из следующего опытного факта: *скорость света в различных ИСО имеет одно и то же значение*. Этот факт находится в противоречии с законом сложения скоростей Галилея (1.2). Согласно этому закону, по отношению к ИСО, догоняющей свет, скорость света должна быть меньше, чем по отношению к покоящейся системе. На самом деле этого не наблюдается.

Впервые постоянство скорости света было обнаружено в опытах американских физиков *А. Майкельсона* и *Е. Морли*. В этих опытах в качестве движущейся системы отсчета использовалась Земля, которая движется по околосолнечной орбите со скоростью 30 км/с. Скорость света вдоль направления движения Земли сравнивалась со скоростью света поперек этого направления.

Подобно тому, как лодка имеет различную скорость относительно Земли в зависимости от того, движется ли она вниз по течению реки или поперек, так и свет, по предположению, должен был бы распространяться с различной скоростью. Однако, несмотря на то, что измерения велись в разное время года, так что направление вектора скорости Земли менялось от опыта к опыту, было обнаружено, что «поперечная» и «продольная» скорости света всегда равны друг другу. Это означает, что движение Земли не оказывает влияния на скорость распространения света.

Другим фактом, указывающим на ограниченность нерелятивистских представлений о свойствах пространства и времени, явилась неинвариантность относительно преобразований Галилея законов электромагнитных явлений. Эти законы выражаются уравнениями Максвелла (здесь не рассматриваются). Из них также вытекает постоянство скорости света. Делались попытки видоизменить уравнения Максвелла так, чтобы законы электромагнетизма стали галилеевоинвариантными. Однако следствия, вытекающие из «подправленных» уравнений Максвелла, противоречили опыту.

В 1905 г. *А. Эйнштейн* предложил отказаться от поиска объяснений, почему скорость света во всех ИСО оказывается одинаковой. Им была высказана мысль о том, что постоянство скорости света является фундаментальным свойством природы. Требование постоянства скорости света во всех ИСО называется *п о с т у л а т о м Э й н - ш т е й н а*.

Постулат Эйнштейна требовал коренного пересмотра сложившихся представлений о пространстве и времени. Дело в том, что скорость, как известно, является мерой того, на какое расстояние в пространстве может переместиться объект в течение заданного промежутка времени, т.е. скорость связывает понятия пространства и времени. Поэтому любой факт, бросающий вызов обычным представлениям о скорости, например постоянство скорости света, требует пересмотра представлений о пространстве и времени.

Новые, согласующиеся с постулатом Эйнштейна, представления о свойствах пространства, времени и движения составили содержание *специальной теории относительности* (СТО) Эйнштейна.

Математическую основу СТО составляют *преобразования Лоренца*, задающие правила преобразований координат и времени при переходе из покоящейся ИСО K в движущуюся относительно нее со скоростью v ИСО K' и наоборот:

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; & y' &= y; & z' &= z; \\ t' &= \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \end{aligned} \quad (1.55)$$

где x, y, z, t и x', y', z', t' — соответственно координаты и время в системах отсчета K и K' .

Некоторые свойства преобразований Лоренца заключаются в следующем:

1) Если положить, что $c = \infty$, то из преобразований Лоренца можно получить формулы Галилея (1.1). Это означает, что СТО не отвергает преобразований Галилея как неправильные, а включает их в истинные законы преобразования как частный случай.

2) При $v > c$ подкоренные выражения (1.55) становятся отрицательными и формулы теряют физический смысл. Следовательно, движение со скоростью, большей скорости света в вакууме, невозможно.

3) При $v = c$ подкоренные выражения (1.55) обращаются в нуль и формулы также теряют физический смысл. Это означает невозможность пользоваться системой отсчета, движущейся со скоростью c . Следовательно, не существует системы отсчета, в которой фотон был бы неподвижным.

4) В преобразованиях (1.55) пространственная и временная координаты выражаются друг через друга, что указывает на неразрывную связь между пространством и временем. Другими словами, речь должна идти не отдельно о трехмерном пространстве и одномерном времени, а о едином *четырёхмерном пространстве-времени (пространстве Минковского)*. В этом пространстве время является дополнительным измерением, равноправным с обычными пространственными измерениями.

Вторым постулатом СТО является *требование инвариантности физических законов относительно преобразований Лоренца*. Этот постулат называется *принципом относительности Эйнштейна*. Он более общий по сравнению с принципом относительности Галилея, но существенно отличается от последнего только для релятивистских движений и лишь в этой области приводит к качественно иным следствиям. Некоторые из них приведены ниже:

1. *Течение времени зависит от движения и абсолютным не является.*

Одним из проявлений этого эффекта является то, что *движущиеся часы идут медленнее покоящихся*. Если промежуток времени между какими-либо двумя последовательными событиями по покоящимся часам равен Δt , то по движущимся часам он будет меньше и равен:

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - (v/c)^2} < \Delta t, \quad (1.56)$$

где $\Delta t'$ – *собственное время*;

v – скорость относительного движения часов;

c – скорость света.

Этот эффект называется *лоренцевым сокращением промежутков времени*.

Другим проявлением данного эффекта является *относительность одновременности*: *события, одновременные в одной ИСО, необязательно одновременны в другой ИСО*. Поэтому, говоря об одновременности событий, необходимо указывать систему отсчета, относительно которой эта одновременность имеет место.

2. *Пространственные расстояния при преобразованиях Лоренца изменяются.*

Это проявляется, например, в том, что *размеры тел в направлении движения сокращаются*. Если размер покоящегося тела в некотором

направлении равен l' , то при движении тела в этом направлении со скоростью v он уменьшается:

$$l = l' \sqrt{1 - (v/c)^2} < l', \quad (1.57)$$

где l' – *собственная длина*.

Данное сокращение относится только к размерам тела в направлении движения, поперечные же размеры не изменяются.

3. Относительный характер пространственных и временных промежутков не означает, что СТО отрицает существование каких бы то ни было абсолютных величин. Одной из величин, не зависящей от выбора ИСО, является скорость света.

Другая важная инвариантная величина – это *интервал* s_{12} между двумя событиями, пространственное расстояние между которыми равно l_{12} и которые происходят в моменты времени t_1 и t_2 :

$$s_{12} = \sqrt{c^2(t_1 - t_2)^2 - l_{12}^2}.$$

В релятивистской механике интервал играет ту же роль, что и расстояние между двумя точками в трехмерном пространстве в классической теории. Он определяет расстояние между двумя точками в четырехмерном пространстве.

4. Для релятивистских движений закон сложения скоростей отличается от классического. В частном случае, когда движение рассматривается из двух систем отсчета с параллельной ориентацией одноименных осей и вторая система отсчета движется относительно первой в x -направлении со скоростью V , сравнимой со скоростью света c , релятивистский закон сложения скоростей имеет вид:

$$v'_x = \frac{v_x - V}{1 - v_x V/c^2}; \quad v'_y = \frac{v_y \sqrt{1 - (V/c)^2}}{1 - v_x V/c^2}. \quad (1.58)$$

Замечательным свойством выражений (1.58) является то, что они никогда не приводят к скоростям, превышающим скорость света, и не меняют величины скорости, если она равна скорости света. Тем самым они, в отличие от классического правила сложения скоростей, не противоречат постулату Эйнштейна и еще раз подчеркивают тот факт, что скорость света является максимально возможной.

5. Ускорения тел по отношению к различным движущимся друг относительно друга ИСО не одинаковы.

Релятивистская динамика. Опыт свидетельствует, что нерелятивистские и релятивистские движения качественно различаются.

В этой связи встает вопрос о применимости в релятивистской области сформулированного ранее понятия механического состояния.

Ответ таков: без дополнительных ограничений оно может быть использовано только для свободных движений и движений одной частицы в слабых электромагнитных полях. При наличии взаимодействия механическое понятие состояния теряет смысл. Связано это с тем, что в релятивистской области приходится учитывать невозможность распространения взаимодействий со скоростью, превышающей скорость света c . Поэтому, например, в системе из двух частиц в момент t одна из частиц будет испытывать действие силы, созданное первой частицей в более ранний момент $t - \frac{r}{c}$, где r – расстояние между частицами. Это так называемый *эффект запаздывания*.

Таким образом, зная положения и скорости обеих частиц в момент t , нельзя определить, как действуют эти частицы друг на друга. Необходимо еще знать положения и скорости в более ранние моменты времени. Это и означает, что в данном случае приведенное ранее понятие механического состояния теряет смысл. Лишь при условии $v/c \ll 1$, где v – скорость частицы, время запаздывания будет ничтожно малым. Только когда взаимодействие можно считать мгновенным, применимо определенное ранее понятие состояния. В противном случае необходимо учитывать поля, переносящие взаимодействия, тем самым выходя за рамки механики.

С учетом описанных ограничений дальнейшие выводы будут касаться только свободных движений релятивистских частиц.

Согласно принципу относительности Эйнштейна, все физические законы должны быть инвариантны по отношению к ИСО. Поэтому релятивистское уравнение движения частицы имеет тот же вид, что и выражение (1.20):

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}.$$

Однако зависимость *релятивистского импульса* частицы массы m_0 от ее скорости определяется не формулой (1.18), а следующим образом:

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (1.59)$$

В нерелятивистском пределе $(v/c)^2 \ll 1$, выражение (1.59) переходит в соотношение (1.18). При этом содержание закона (1.59) является более богатым, что подчеркивает большую общность релятивистских представлений. Так, из уравнения (1.59) следует возможность существования безмассовых частиц. Действительно, при $m_0 = 0$ импульс конечен, если скорость $v = c$. При этом условии в уравнении (1.59) возникает неопределенность типа $0/0$, которая может быть любой конечной величиной. Частицы с $m_0 = 0$ действительно обнаружены. Ими являются фотоны.

С учетом выражения (1.59) релятивистское уравнение движения частицы можно записать в виде:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = \vec{F}. \quad (1.60)$$

В формуле (1.59) отношение

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (1.61)$$

представляет собой массу, зависящую от скорости и называемую *релятивистской массой*. Масса m_0 — это *масса покоя*, т.е. масса частицы, измеренная в ИСО, относительно которой она покоится. Масса покоя одинакова во всех ИСО.

Принятие зависимости массы от скорости приводит к важному следствию. Так как изменение скорости влечет за собой изменение величины как массы, так и энергии частицы, то между этими двумя величинами — массой и энергией — должна существовать связь. Эту связь устанавливает закон взаимосвязи массы и энергии, открытый Эйнштейном:

$$E = mc^2. \quad (1.62)$$

Соотношение (1.62) имеет универсальный характер и применимо ко всем формам энергии. Поэтому согласно уравнению (1.62) можно утверждать, что с энергией, какой бы формы она ни была, связана масса:

$$m = \frac{E}{c^2}.$$

И со всякой массой связано определенное количество энергии. Даже когда частица покоится и имеет массу m_0 , то с ней обязательно связана *энергия покоя*, равная m_0c^2 . Поэтому в СТО кинетическая энергия частицы определяется как разность между энергией движущейся частицы и энергией покоящейся частицы:

$$T = E - E_0 = mc^2 - mc_0^2. \quad (1.63)$$

В заключение нужно отметить, что вследствие указанных ранее ограничений построение динамики системы релятивистских частиц является весьма сложной задачей. Тем не менее можно установить ряд общих законов. В некоторых случаях для систем релятивистских частиц справедливы закон сохранения импульса и закон сохранения полной энергии. Этими случаями являются: во-первых, изолированные системы, состоящие из невзаимодействующих релятивистских частиц; во-вторых, изолированные системы релятивистских частиц в состояниях, в которых частицы очень удалены друг от друга. Такие состояния реализуются, например, в ядерных реакциях задолго до и спустя много времени после столкновения частиц.

2. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ФИЗИКИ МАКРОСИСТЕМ (МОДУЛЬ 2)

2.1. Тепловое движение

Все непосредственно наблюдаемые нами тела являются *макроскопическими системами*, т.е. состоят из большого числа частиц. Все, что не относится к макросистеме, – это *окружающая среда*. Макросистема и окружающая среда могут обмениваться между собой веществом и энергией. Если нет обмена веществом, то макросистема называется *замкнутой*. Если отсутствует обмен веществом и энергией, макросистема – *изолированная*.

С одной стороны, макросистемы и их составные части могут перемещаться друг относительно друга упорядоченным образом. Закономерности таких перемещений называются *динамическими* и рассматриваются в механике. С другой стороны, макросистемы обладают свойствами, которые невозможно объяснить на основе только законов механики. Своим происхождением эти свойства обязаны строению макросистем из микрочастиц (атомы, молекулы, ионы т.д.) и обусловлены движением их огромного числа. Этот вид движения называется *тепловым* и определяет внутреннее состояние макросистемы.

Тепловому движению присущи следующие свойства:

1) *Хаотичность*. Связано это свойство с тем, что микрочастиц в любой макросистеме необозримо много. Поэтому проследить за всеми деталями движения частиц невозможно, и все происходящее с ними выглядит как цепь случайных событий.

2) *Особой формой теплового движения является состояние термодинамического (теплового) равновесия – состояние, при котором все характеристики макросистемы имеют определенные и постоянные значения при неизменных внешних условиях.*

3) *Независимость от предыстории*. Тепловое движение «заставляет» макросистему «забывать» свое начальное состояние, свою предысторию.

Например, в прозрачную воду падает капля чернил (рис. 2.1). В начальный момент чернила будут сконцентрированы у места падения. Однако со временем они равномерно распределятся по всему объему. При этом окончательное состояние смеси будет одинаковым,

независимо от того, в каком месте появилась капля чернил. Это и означает, что данная макросистема не помнит своего начального состояния.

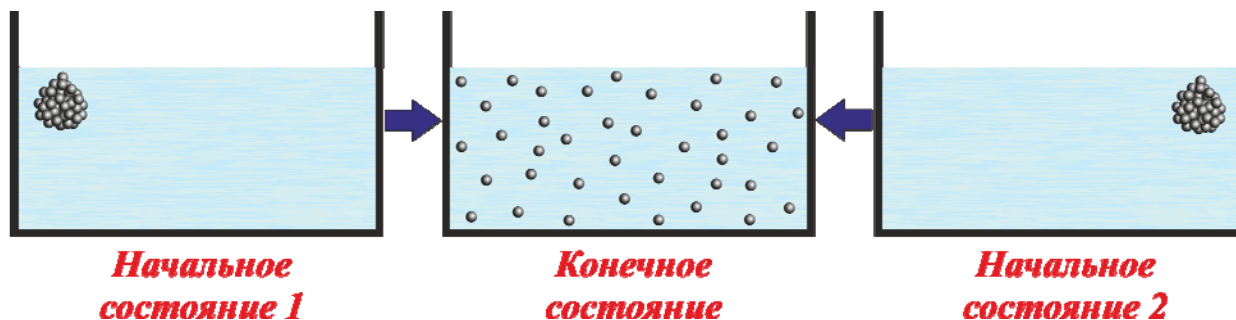


Рис. 2.1. Независимость теплового равновесия от начального состояния

«Склеротические явления» действуют и в открытых, и изолированных макросистемах. Разница лишь в том, что в первом случае они приводят макросистему к конечному состоянию, не исключающему перенос через границы макросистемы вещества, энергии, импульса и т.д. Такое состояние называется *стационарным*. Во втором – к состоянию *теплового, или термодинамического, равновесия*. В рассмотренном примере с водой и каплей чернил равновесным является состояние смеси с равномерным распределением чернил в воде.

4) *Общее начало термодинамики: изолированная макросистема никогда не может выйти из состояния термодинамического равновесия.* Это утверждение является опытным фактом.

2.2. Состояние макросистем

Термодинамическое описание. То обстоятельство, что поведение частиц макросистемы, находящейся в равновесном состоянии, не зависит от начальных условий, означает, что точный вид закона движения каждой частицы теряет всякое значение. (Закон движения определяется уравнениями движения и начальными условиями.) Поэтому свойства равновесного состояния макросистемы оказываются не зависящими от деталей движения отдельных частиц, или, другими словами, от их индивидуального механического состояния. Они определяются поведением всего их коллектива. Это поведение характеризует небольшое число величин, относящихся к системе в це-

лом. Такими величинами являются *термодинамические параметры и функции состояния*. Установившийся характер равновесного состояния проявляется в их постоянстве во времени.

Деление на параметры и функции состояния достаточно условно. И те и другие не зависят от предыстории системы, разница лишь в том, что параметрами состояния принято считать величины, абсолютное значение которых можно измерить непосредственно. Для функции же состояния можно измерить или рассчитать, выразив ее через параметры состояния, лишь ее изменение.

Ниже рассмотрены важнейшие термодинамические параметры и функции состояния.

1. *Нулевое начало термодинамики: существует функция состояния – температура T , характеризующая состояние термодинамического равновесия. Равенство температур различных частей макросистемы – условие ее равновесного состояния.*

2. *Плотность, или связанный с ней объем V , единицу которого занимает некоторое количество вещества. Это количество можно определять через число частиц, тогда говорят о *плотности частиц* или *концентрации* n , или через массу вещества, тогда вводят *плотность массы* или просто *плотность* ρ . Между ρ и n существует связь:*

$$\rho = mn,$$

где m – масса одной частицы.

Во всех частях однородной макросистемы, находящейся в равновесном состоянии, плотность одна и та же. Исключение составляют газы, находящиеся во внешних полях. Внешнее поле приводит к перераспределению частиц газа, в результате чего частицы концентрируются по-разному в разных местах.

3. *Давление p характеризует силы, действующие внутри макросистем (жидкостях и газах). В жидкости или газе, не находящихся во внешнем поле, давление всегда одинаково во всех частях, если только жидкость или газ находятся в равновесном состоянии.*

4. *Внутренняя энергия U – сумма кинетической энергии хаотично движущихся частиц макросистемы и потенциальной энергии их взаимодействия. В случае идеального газа последней можно пренебречь.*

Измерить значение внутренней энергии, определяя значение кинетической и потенциальной энергий отдельных молекул, невозможно. Экспериментальному определению поддается лишь изменение внутренней энергии ΔU .

Рассмотренные величины не являются независимыми, а связаны между собой *термическими* и *калорическими уравнениями состояния*. Для идеального газа калорическое уравнение состояния имеет вид:

$$U = \nu C_V T, \quad (2.1)$$

где ν – число молей газа;

C_V – молярная теплоемкость газа при постоянном объеме.

Термическое уравнение состояния идеального газа известно под названием *уравнения Менделеева–Клапейрона*:

$$pV = \nu RT. \quad (2.2)$$

Существует и другая форма записи этого уравнения:

$$p = nkT. \quad (2.3)$$

Из уравнений (2.2) и (2.3) вытекает ряд важных следствий:

1) **З а к о н А в о г а д р о**: в равных объемах разных газов, находящихся при одинаковых давлениях и температурах, содержится одинаковое число молекул.

2) **З а к о н Д а л ь т о н а**: в состоянии теплового равновесия давление в смеси идеальных газов равно сумме давлений каждого компонента смеси:

$$p = \sum p_i,$$

где p_i – давления компонентов газовой смеси. Эти давления называются *парциальными*.

3) При постоянстве T , V и P получаются соответственно *законы Бойля–Мариотта, Шарля и Гей-Люссака*.

Статистическое описание. Любая макросистема состоит из огромного числа частиц. Это обуславливает возможность и необходимость применения статистических методов описания. Они сводятся к нахождению распределений числа частиц по тем или иным «состояниям движения» в зависимости от времени. Эти распределения полностью задают состояние макросистемы.

Например, график распределения относительного числа частиц N_i/N идеального равновесного газа по состояниям с различной энергией ϵ в некоторый момент времени имеет вид, представленный на рис. 2.2.

В иные моменты времени распределения молекул того же газа по энергиям могут лишь немного отличаться от представленного. Причина этого в следующем. С точки зрения механики задать состояние газа в некоторый момент времени – значит, указать положение и скорости всех его молекул. Такое детальное описание состояния макросистемы называется заданием ее *микросостояния*. Каждому распределению частиц газа по энергиям соответствует большое количество микросостояний, так как при фиксированной энергии частица может иметь различные координаты и проекции скорости, удовлетворяющие условию

$$\frac{m_i(v_{xi}^2 + v_{yi}^2 + v_{zi}^2)}{2} + U(x_i, y_i, z_i) = \varepsilon,$$

где $U(x_i, y_i, z_i)$ – потенциальная энергия молекулы.

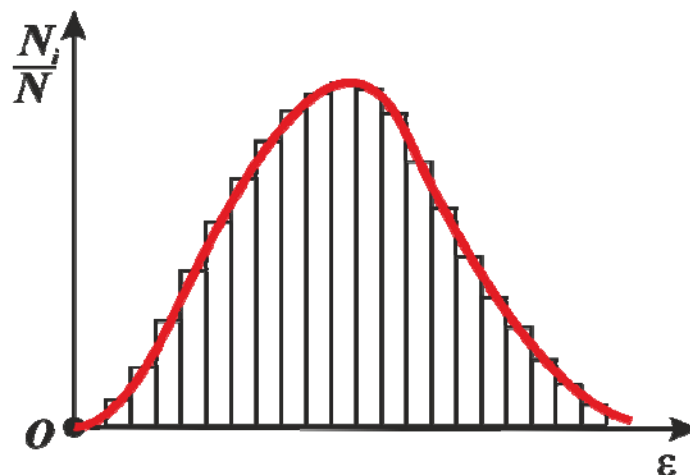


Рис. 2.2. Распределение молекул по энергиям
(каждый прямоугольник определяет
относительное количество молекул
в данном энергетическом состоянии)

При этом одним распределениям по энергиям соответствуют большие числа микросостояний, другим – меньшие. Так как все микросостояния равноправны, то распределение, которое реализуется большим числом способов, является *наиболее вероятным*, и в состоянии с таким распределением газ находится подавляющую долю времени. Поэтому в разные моменты времени с подавляющей вероятностью реализуются распределения, близкие к наиболее вероятному распределению. Свойства макросистемы определяются тем, насколько часто она пребывает в том или ином макросостоянии.

Согласно основному постулату статистической физики, *распределение, которое осуществляется наибольшим числом микросостояний (наиболее вероятное распределение), соответствует состоянию термодинамического равновесия.*

Принципиальное различие между термодинамической и статистической трактовками понятия равновесного состояния заключается в следующем. В термодинамике считается, что в равновесном состоянии макросистема прибывает сколь угодно долго. С точки зрения статистического описания макросистема проводит в этом состоянии лишь подавляющую долю времени. В связи с этим статистическая физика предсказывает существование *флуктуаций*, т.е. самопроизвольных, случайных и крайне редких отклонений от равновесного состояния.

Итак, основная задача статистической физики состоит в отыскании наиболее вероятных распределений частиц по состояниям, характеризующимся определенными физическими величинами. Результатом решения этой задачи является установление наиболее вероятной *функции распределения*, которая по своему содержанию указывает на вероятность заполнения микросостояний частицами:

$$dW = \frac{dN}{N}, \quad (2.4)$$

где dN – число частиц в некотором микросостоянии;

N – полное число частиц.

В 1859 году английский физик Дж. Максвелл установил *закон распределения по скоростям молекул газа, находящегося в термодинамическом равновесии: вероятность обнаружить молекулу газа со скоростью движения, абсолютное значение которой находится в пределах заданного малого интервала ($v; v + dv$), равна:*

$$dW(v) = Av^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv, \quad (2.5)$$

где $A = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2}$;

m – масса молекулы;

k – постоянная Больцмана.

Распределение Максвелла (2.5) характеризуется *плотностью распределения*:

$$f(v) = \frac{dW}{dv} = Av^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}, \quad (2.6)$$

смысл которой состоит в том, что произведение $f(v)dv$ есть вероятность того, что скорость случайно выбранной молекулы окажется в пределах от v до $v + dv$. Следовательно, функция $f(v)$ может быть определена как *плотность вероятности*.

На рис. 2.3 приведен вид функции $f(v)$ для распределения Максвелла. Доля молекул dN/N , скорости которых лежат в интервале $(v; v + dv)$, численно равна площади заштрихованной криволинейной трапеции. Вся площадь, ограниченная кривой распределения и осью абсцисс, численно равна доле молекул, скорости которых имеют всевозможные значения от 0 до ∞ . Так как этому условию удовлетворяют все N молекул, то рассматриваемая площадь численно равна единице.

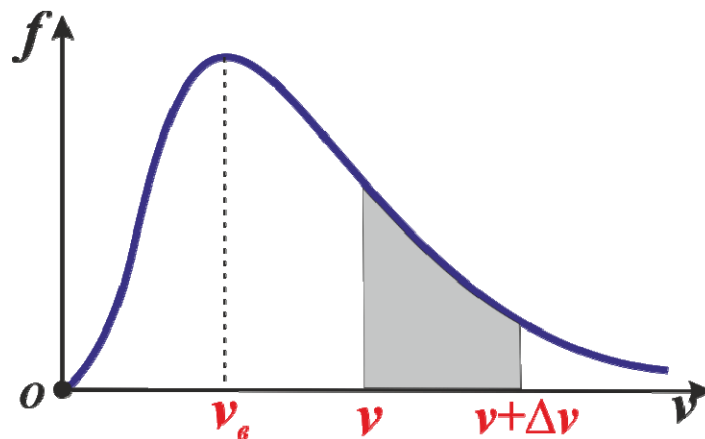


Рис. 2.3. График функции распределения Максвелла

Из рис. 2.3 видно, что, во-первых, доля молекул, движущихся с малыми и большими скоростями, невелика, а во-вторых, подавляющее большинство молекул обладает скоростью, близкой к *наиболее вероятной скорости* $v_с$, соответствующей максимуму на графике. Наиболее вероятную скорость можно найти из условия $df/dv = 0$.

Следовательно,

$$v_с = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (2.7)$$

На рис. 2.4 показано, что при увеличении температуры ($T_1 < T_2 < T_3$) одного и того же газа или уменьшении массы молекул ($m_1 > m_2 > m_3$) при одной и той же температуре максимум функции распределения Максвелла смещается вправо, в сторону увеличения скоростей, а его величина уменьшается.

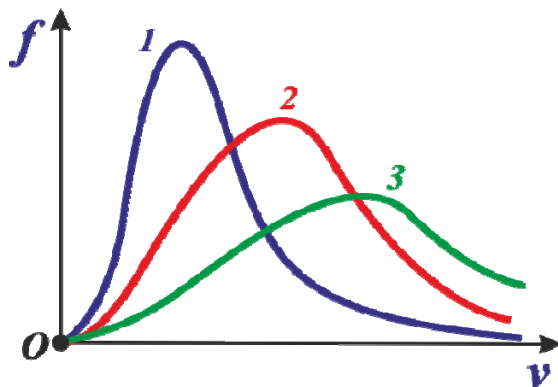


Рис. 2.4. Максвелловское распределение скоростей молекул, имеющих разные массы и температуры

Из уравнения (2.5) можно получить распределение молекул по их кинетическим энергиям ε поступательного движения:

$$dW(\varepsilon) = B\sqrt{\varepsilon} \cdot e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon, \quad (2.8)$$

где $B = \frac{1}{\sqrt{\pi k^3 T^3}}$.

Закон распределения в пространстве молекул газа, находящегося в состоянии теплового равновесия и подверженного действию внешнего потенциального поля, был открыт австрийским физиком Л. Больцманом: *вероятность $dW(\vec{r})$ обнаружить частицу газа в объеме dV , расположенном у точки, радиус-вектор которой – $\vec{r}$, равен:*

$$dW(\vec{r}) = \frac{n_0}{N} e^{-\frac{U(\vec{r})}{kT}} dV, \quad (2.9)$$

где N – полное число частиц газа;

n_0 – концентрация газа в том месте, где потенциальная энергия U молекул газа равна нулю.

Закон (2.9) характеризует плотность распределения:

$$f(\vec{r}) = \frac{dW(\vec{r})}{dV} = \frac{n_0}{N} e^{-\frac{U(\vec{r})}{kT}}, \quad (2.10)$$

которая имеет смысл предела отношения вероятности обнаружить частицу в некотором объеме к величине этого объема при его стягивании в точку с радиус-вектором $\vec{r}$.

Из уравнения (2.10) следует выражение, показывающее распределение концентрации молекул равновесного газа во внешнем потенциальном поле:

$$n = N \cdot f(\vec{r}) = n_0 e^{-\frac{U(\vec{r})}{kT}}. \quad (2.11)$$

Это соотношение называется *формулой Больцмана*.

На рис. 2.5, а показаны два графика этого распределения, соответствующие разным температурам ($T_1 < T_2$). При $T \rightarrow 0$ все молекулы находятся на уровне $U = 0$ ($h = 0$), при $T \rightarrow \infty$ молекулы распределяются равномерно по высоте. Площадь под кривыми 1 и 2 равна полному числу молекул.

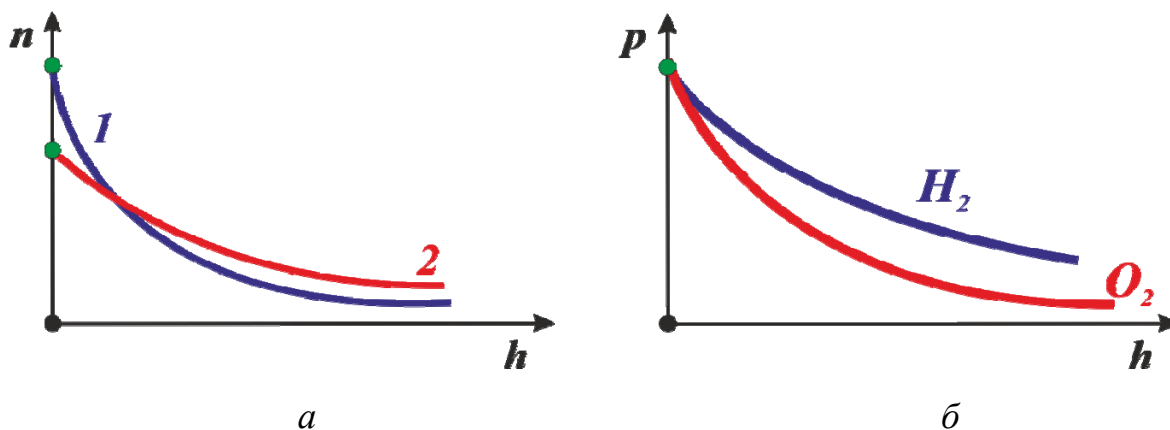


Рис. 2.5. Изменение с высотой концентрации молекул газа (а) и давления газа (б)

Если газ представляет собой смесь разных газов, то в этом случае экспонента l соответствует на рис. 2.5, а более тяжелым молекулам, т.е. число тяжелых молекул с высотой убывает быстрее, чем легких.

Так как давление p при постоянной температуре пропорционально концентрации молекул, то из уравнения (2.9) следует *барометрическая формула*:

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}},$$

где μ – молярная масса;

R – универсальная газовая постоянная.

На рис. 2.5, б показаны два графика изменения давления с высотой при разных температурах.

Связь между термодинамическим и статистическим описанием состояния макросистем. Температура, плотность (или объем), давление и внутренняя энергия не исчерпывают всего множества термодинамических параметров. Однако какой бы природы они ни были, все они характеризуют общие тенденции в поведении очень большого числа частиц макросистемы или, другими словами, определяют усредненную картину их движения. Поэтому они имеют смысл средних за большой промежуток времени значений величин, относящихся к отдельным молекулам. Давление газа, например, определяется как средняя сила ударов молекул об 1 м^2 стенок сосуда:

$$p = \frac{\langle F \rangle}{S}. \quad (2.12)$$

После несложных рассуждений (см. любой учебник по термодинамике) можно прийти к *основному уравнению кинетической теории газов*:

$$p = \frac{1}{3} m \langle v^2 \rangle n, \quad (2.13)$$

которое связывает давление со *средней квадратичной (тепловой) скоростью* молекул.

Абсолютная температура T есть мера *средней кинетической энергии поступательного движения* молекулы газа:

$$\langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle = \frac{m \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT. \quad (2.14)$$

Внутреннюю энергию U макросистемы отождествляют с полной средней энергией $\langle \varepsilon \rangle$ ее частиц:

$$U = N \langle \varepsilon \rangle,$$

где N – число частиц.

Таким образом, одной из важнейших задач является отыскание средних значений величин, относящихся к отдельным молекулам. Решается она в рамках *статистической физики*, которая утверждает, что среднее значение величины x можно найти, зная ее функцию распределения dW :

$$\langle x \rangle = \int x dW. \quad (2.15)$$

Используя уравнение (2.15) и распределение Максвелла (2.5), можно определить:

1) *среднюю квадратичную (тепловую) скорость* молекул:

$$v_T = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (2.16)$$

В макросистеме, нагретой до температуры T , частицы движутся в среднем со скоростями порядка v_T ;

2) *полную среднюю энергию $\langle \varepsilon \rangle$ молекулы идеального газа:*

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT = \frac{(i_{\text{пост}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{кол}})}{2} kT,$$

где i – *число степеней свободы движения*.

В случае идеального газа оно равно сумме поступательных, вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы. Любая молекула идеального газа имеет три поступательные степени свободы $i_{\text{пост}}$. Число вращательных степеней свободы $i_{\text{вр}}$ зависит от количества атомов в молекуле: у одноатомных молекул $i_{\text{вр}} = 0$, двухатомных – $i_{\text{вр}} = 2$, а многоатомных – $i_{\text{вр}} = 3$. Если молекула жесткая, то $i_{\text{кол}} = 0$. У упругих молекул возможны колебания атомов, а значит, появляются и колебательные степени свободы: $i_{\text{кол}} = 3N - i_{\text{пост}} - i_{\text{вр}}$, где N – число атомов в молекуле;

3) *внутреннюю энергию идеального газа:*

$$U = N \langle \varepsilon \rangle = N \frac{i}{2} kT = N \frac{(i_{\text{пост}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{кол}})}{2} kT. \quad (2.17)$$

2.3. Тепловые процессы

Переход макросистемы в результате изменения внешних условий из одного состояния в другое называется *тепловым* или *термодинамическим процессом*. Тепловой процесс самопроизвольного перехода макросистемы из неравновесного состояния в равновесное носит название *релаксации*.

Любые тепловые процессы проходят через последовательность неравновесных состояний, поэтому такие процессы называются *неравновесными*. Однако если в ходе теплового процесса смена состояний макросистемы происходит медленнее, чем при релаксации, то подобный процесс можно рассматривать как состоящий из последовательности равновесных состояний и называть *равновесный*.

Важнейшие свойства равновесных процессов состоят в следующем:

1) *Равновесные процессы обратимы во времени.* Обратимость означает возможность возвращения макросистемы в первоначальное состояние через те же промежуточные состояния, которые в процессе были пройдены.

Тепловой процесс, в результате которого макросистема возвращается в исходное состояние, называется *круговым*, *циклическим* или *циклом*.

В реальных макросистемах все процессы являются необратимыми и идут во времени только в одном направлении.

2) *Равновесный процесс можно изобразить графически* в системе координат, где по осям откладываются переменные p, V ; p, T или V, T . Некоторое состояние системы в таких координатах изображается точкой, а равновесный процесс – кривой. Равновесный цикл изображается замкнутой кривой.

Неравновесные процессы графически изобразить нельзя, так как неравновесное состояние не может быть однозначно охарактеризовано значениями термодинамических параметров.

3) Важнейшими равновесными процессами являются *политропические процессы* – процессы, уравнение которых в переменных p, V имеет вид:

$$pV^n = \text{const},$$

где n – произвольное число.

Политропическими являются, в частности, процессы: изобарический ($p = \text{const}$, $n = 0$), изотермический ($T = \text{const}$, $n = 1$), адиабатический ($S = \text{const}$, $n = \gamma$) и изохорический ($V = \text{const}$, $n = \infty$) (рис. 2.6).

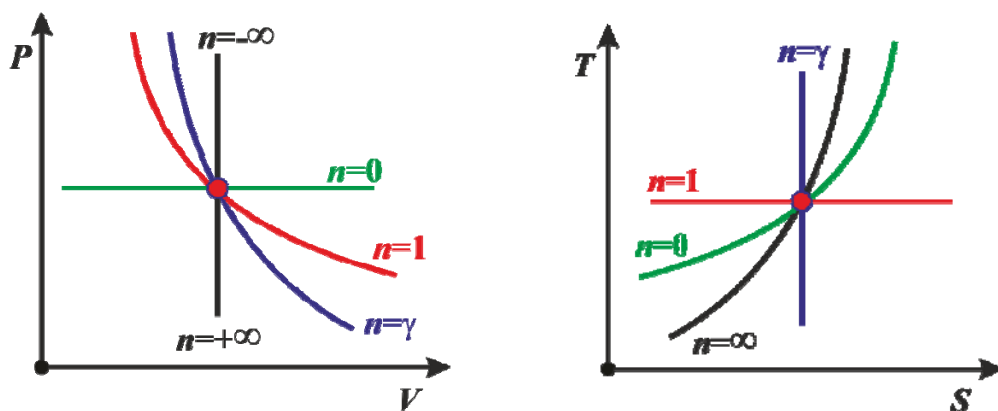


Рис. 2.6. Политропические процессы в координатах p, V и T, S

Закономерности тепловых процессов описывают начала термодинамики.

2.4. Первое начало термодинамики

Любой тепловой процесс – это результат взаимодействия макро-системы и окружающей среды, в ходе которого между ними происходит энергообмен. Различают два принципиально разных способа такого энергообмена.

1. *Совершение работы.* Это макрофизическая форма передачи энергии, при которой энергия упорядоченного движения одного тела переходит в энергию упорядоченного движения другого тела. Так, например, газ, расширяющийся в цилиндре двигателя внутреннего сгорания, перемещает при этом поршень и передает ему энергию в форме работы.

Количество переданной энергии при совершении работы характеризует *работа* A .

2. *Теплопередача.* Это микрофизическая форма передачи энергии, при которой энергия хаотического движения частиц одного тела идет на увеличение энергии хаотического движения частиц другого тела. Так, например, при соприкосновении холодного тела с горячим быстро движущиеся молекулы последнего сталкиваются с медленнее движущимися молекулами первого тела и передают им часть своей кинетической энергии. В результате температура тел выравнивается.

Количество переданной энергии при теплопередаче характеризует *количество теплоты* Q , а сам процесс теплопередачи – *теплоемкость*, под которой понимают количество тепла, требующегося для изменения температуры тела на 1°C :

$$C = \frac{\delta Q}{dT}.$$

Различают *теплоемкость при постоянном объеме* C_V , которая определяется через внутреннюю энергию газа:

$$C_V = \frac{dU}{dT}, \quad (2.18)$$

и *теплоемкость при постоянном давлении* C_p :

$$C_p = \frac{dH}{dT}, \quad (2.19)$$

определяемую через функцию состояния H – *энтальпию*:

$$H = U + pV.$$

Практически важными являются теплоемкости, отнесенные к единице массы или одному молю вещества. Соответственно выделяют *удельную теплоемкость* c и *молярную теплоемкость* C_v . Последняя с учетом уравнений (2.18), (2.19) может быть представлена в виде:

$$C_{v,V} = \frac{1}{\nu} \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R; \quad C_{v,p} = \frac{1}{\nu} \frac{dH}{dT} = \frac{i+2}{2} R, \quad (2.20)$$

где $R = N_A \cdot k$.

Молярная теплоемкость любого политропического процесса может быть найдена по формуле

$$C_{v,n} = C_{v,V} - \frac{R}{n-1}. \quad (2.21)$$

Из формулы (2.21) следует, что отличительная особенность всех политропических процессов состоит в постоянстве теплоемкости макросистемы в ходе этих процессов.

Важной характеристикой газов является отношение $\frac{C_p}{C_v}$, которое обозначают буквой γ и называют *постоянной адиабаты*, т.е. $\frac{C_p}{C_v} = \gamma$.

С учетом выражения (2.20)

$$\gamma = \frac{(i+2)}{i}. \quad (2.22)$$

Явления энергообмена макросистемы с окружением подчиняются закону сохранения энергии – **первому началу термодинамики**: *в тепловых процессах любое изменение внутренней энергии связано с работой и количеством теплоты уравнением*

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (2.23)$$

где δQ – элементарное количество теплоты, сообщенное макросистеме;

dU – приращение внутренней энергии;

δA – элементарная работа, совершенная макросистемой.

Между dU , с одной стороны, и δQ и δA , с другой, имеется принципиальное различие, важность которого подчеркнута различием в обозначениях (d и δ). Внутренняя энергия является функцией состояния макросистемы, поэтому ее изменение зависит только от началь-

ного и конечного состояний последней. Работа и количество теплоты зависят не только от этих состояний, но и от способа проведения процесса, т.е. они являются *функциями теплового процесса*.

Действительно, из опыта следует:

1) одно и то же количество теплоты и одна и та же работа при разных условиях протекания процесса могут перевести макросистему в разные состояния;

2) переход макросистемы из одного состояния в другое при разных условиях требует разного количества теплоты и работы.

Иными словами, если объем макросистемы получает приращение dV , а давление, оказываемое ею на соседние тела, равно p , то элементарная работа, совершенная макросистемой, равна:

$$\delta A = p dV. \quad (2.24)$$

Работа же, совершаемая макросистемой при конечных изменениях объема от V_1 до V_2 , находится по формуле

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \delta A = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (2.25)$$

Геометрическая интерпретация интеграла (2.25) – это площадь под графиком процесса, совершаемого макросистемой; эта площадь зависит от вида графика, т.е. способа проведения процесса (рис. 2.7).

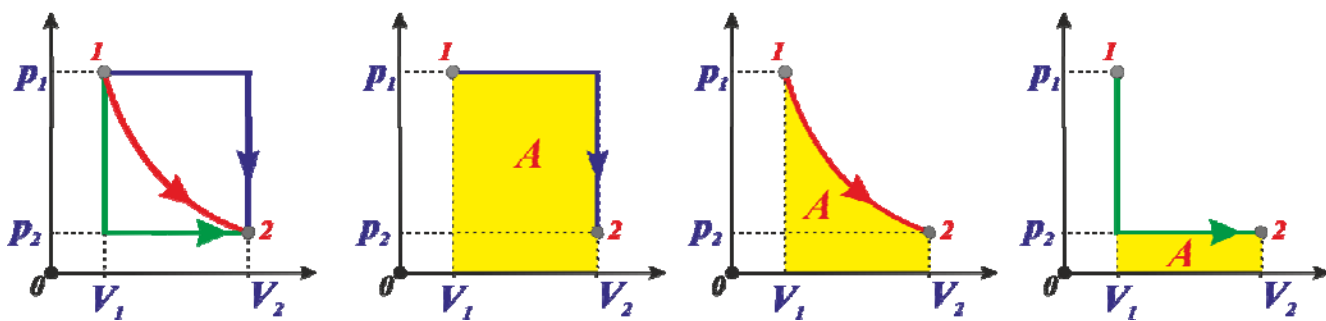


Рис. 2.7. Три различных пути перехода из состояния 1 в состояние 2.

Во всех трех случаях газ совершает разную работу

Формула (2.25) позволяет вычислить работу, совершенную газом при любом процессе. Однако эту работу можно определить и с помощью первого начала термодинамики:

$$A = Q - \Delta U = C_n \Delta T - C_v \Delta T = (C_n - C_v) \Delta T.$$

С учетом уравнения (2.21) эта формула принимает вид:

$$A = \frac{\nu R(T_1 - T_2)}{n - 1} = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{n - 1}. \quad (2.26)$$

Выражение (2.26) неудобно для изотермических процессов, поэтому в данном случае работу A следует вычислять непосредственно с помощью формулы (2.25):

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{\nu RT}{V} dV = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (2.27)$$

Если макросистеме, например, газу, находящемуся под поршнем, передать известное количество теплоты, то в зависимости от того, закреплен поршень или нет, конечное состояние газа будет различным, т.е. также будет определяться происходящим процессом.

Поскольку количество тепла является функцией процесса, то и теплоемкость зависит от условий теплопередачи, т.е. является функцией процесса.

2.5. Второе начало термодинамики

Первое начало термодинамики указывает на возможность периодически совершать работу за счет перераспределения тепла. Такое перераспределение может происходить при циклических процессах, в которых из-за равенства нулю изменения внутренней энергии совершенная работа равна количеству теплоты, полученному макросистемой.

Среди всех циклических процессов особо важная миссия выпала на долю *цикла Карно*, так как с его изучением связано открытие *второго начала термодинамики*.

Равновесный цикл Карно представляет собой круговой процесс, состоящий из последовательно чередующихся двух равновесных изотермических и двух адиабатических процессов (рис. 2.8).

Прямой цикл, т.е. цикл, при совершении которого *рабочее тело* (идеальный газ) производит положительную работу, начинается из состояния I с изотермического расширения при температуре T_1 . На этой стадии рабочее тело получает некоторое количество тепла $Q_1 > 0$ от внешней системы, называемой *нагревателем*. При равновесном процессе температуры рабочего тела и нагревателя одинаковы. Поэтому T_1 называют *температурой нагревателя*.

Изотермическое расширение сменяется адиабатическим. В это время прерывается контакт нагревателя с рабочим телом, и температура последнего начинает снижаться. По достижении некоторого значения T_2 адиабатическое расширение прекращается, и рабочее тело приводится в контакт с другой внешней системой с той же температурой T_2 .

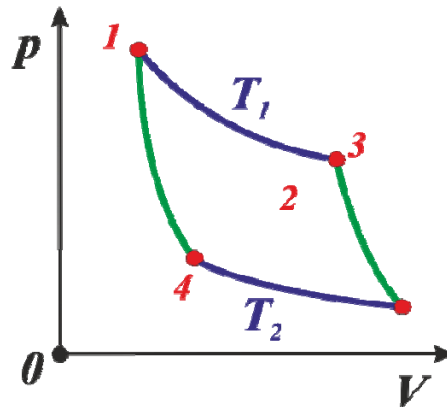


Рис. 2.8. Цикл Карно

После этого начинается изотермическое сжатие рабочего тела. На этой стадии оно отдает некоторое количество тепла $Q_2 < 0$ внешней системе. Поэтому эта внешняя система называется *холодильником*, а T_2 – *температурой холодильника*. Наконец, изотермическое сжатие прерывается и сменяется адиабатическим, возвращающим рабочее тело в первоначальное состояние.

Коэффициент полезного действия (КПД) любого теплового двигателя равен:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (2.28)$$

С другой стороны, согласно *теореме Карно КПД обратимых двигателей, работающих по циклу Карно, зависит только от температуры нагревателя и холодильника, но не зависит ни от устройства двигателя, ни от рода рабочего тела*:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (2.29)$$

Приравнивая выражения (2.28) и (2.29), получим:

$$\frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} = 0. \quad (2.30)$$

Выражение (2.30) означает, что *приведенное количество теплоты* $\frac{Q}{T}$, сообщаемое рабочему телу в обратимом цикле Карно, равно нулю. Данный вывод может быть обобщен на любой обратимый цикл, который можно всегда представить состоящим из последовательности бесконечно малых изотермических и адиабатических участков:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (2.31)$$

Эта формула позволяет ввести новую физическую величину – *энтропию* S :

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad (2.32)$$

Понятие энтропии имеет двоякое истолкование: макроскопическое и микроскопическое (статистическое).

Соотношение (2.32) является макроскопическим определением энтропии, из которого вытекают следующие свойства энтропии:

1) *Энтропия – функция состояния*, т.е. ее изменение не зависит от вида процесса, а определяется только начальным и конечным состояниями.

В интегральной форме соотношение (2.32) имеет вид:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int \frac{\delta Q}{T}, \quad (2.33)$$

при этом не играет роли, какой именно процесс перевел систему из состояния 1 в состояние 2. Поэтому в любом политропическом процессе изменение энтропии можно найти по формуле

$$\Delta S = \nu C_{v,n} \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right). \quad (2.34)$$

Однако эта формула неудобна для изотермических процессов. Для них ΔS следует вычислять с помощью выражения

$$\Delta S = \nu R \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right). \quad \text{или} \quad \Delta S = \nu R \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right). \quad (2.35)$$

2) Энтропия является аддитивной величиной: *энтропия макросистемы равна сумме энтропий ее отдельных частей*.

3) *В равновесных процессах без теплопередачи энтропия не меняется*. Поэтому равновесные адиабатические процессы называют *изоэнтропическими*.

4) Если выражение (2.32) подставить в уравнение (2.23), то первое начало термодинамики можно записать в виде:

$$\delta Q = TdS = dU + \delta A. \quad (2.36)$$

Выражение (2.36) называется *основным уравнением термодинамики*. Из него, в частности, следует, что элементарная работа равна:

$$\delta A = -(dU - TdS).$$

Значит, в природе невозможны процессы, в результате которых внутренняя энергия dU перешла бы полностью в полезную работу δA . Это утверждение, являющееся одной из формулировок второго начала термодинамики, позволяет считать энтропию мерой *обесценивания тепловой энергии*: чем больше энтропия системы, тем меньше вероятность совершения системой полезной работы, а в состоянии равновесия система вообще не может совершать полезную работу.

5) Одним из важнейших свойств энтропии является принцип возрастания энтропии, который представляет собой современную формулировку второго начала термодинамики: в каждой изолированной макросистеме изменение энтропии ΔS при любом процессе удовлетворяет неравенству

$$\Delta S \geq 0. \quad (2.37)$$

При этом для обратимых (равновесных) процессов $\Delta S = 0$, а для необратимых неравновесных процессов $\Delta S > 0$.

Необратимые процессы приводят к установлению равновесного состояния. В этом состоянии энтропия изолированной системы достигает максимума, и никакие макроскопические процессы в такой системе невозможны. Таким образом, величина изменения энтропии является *мерой необратимости* процессов в изолированной макросистеме.

Если макросистема не является изолированной, то изменение ее энтропии в таком случае будет обусловлено двумя факторами, первый из которых – *производство энтропии* $d_i S$ – связан с протеканием необратимых процессов внутри системы. Согласно второму началу термодинамики (2.37),

$$d_i S \geq 0. \quad (2.38)$$

Второй фактор – *обмен энтропией* $d_e S$ – обусловлен теплообменом с внешней средой:

$$d_e S = \pm \frac{\delta Q}{T}. \quad (2.39)$$

Согласно выражению (2.39), величина $d_e S$ может быть как положительной, так и отрицательной, в соответствии с чем подводится или отводится теплота.

Итак, полное приращение энтропии макросистемы имеет вид:

$$dS = d_i S + d_e S \quad \text{или} \quad dS = d_i S + \frac{\delta Q}{T}. \quad (2.40)$$

Поскольку величина $d_i S$ всегда положительна, то выражение (2.40) приводит к неравенству:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T}. \quad (2.41)$$

Только в случае обратимого процесса, когда $d_i S = 0$, можно записать: $dS = \frac{\delta Q}{T}$. В отсутствие же теплообмена со средой, т.е. для адиабатической или изолированной системы, неравенство (2.41) принимает вид:

$$dS \geq 0. \quad (2.42)$$

Любое из неравенств (2.41) или (2.42), впервые установленных немецким физиком Р. Клаузиусом, можно принять в качестве формулировки второго начала, суть которого заключается в том, что энтропия макросистемы может производиться внутри системы или поступать в систему извне. При этом энтропия может переходить от макросистемы к окружающей среде или наоборот, но ее количество никогда не уменьшается: *энтропия может только рождаться, но не уничтожаться*.

Микроскопический смысл энтропии установил Л. Больцман. Он показал, что для любых состояний, равновесных и неравновесных,

$$S = k \ln \Omega, \quad (2.43)$$

где Ω – число микроскопических способов, какими может быть получено данное макроскопическое состояние, или *статистический вес макросостояния*.

Выражение (2.43) является микроскопическим определением энтропии, из него следует, что макросостояние, реализующееся большим числом способов, имеет большую энтропию. Следовательно,

энтропия равновесного состояния максимальна. С другой стороны, чем бóльшим числом способов может быть реализовано данное макросостояние, тем оно более хаотично. Следовательно, между степенью беспорядка в макросистеме и энтропией существует связь: *энтропия – это мера беспорядка в системе.*

Используя формулу Больцмана (2.43), можно установить статистический смысл принципа возрастания энтропии: *все макроскопические процессы обладают односторонней направленностью потому, что переход между двумя макросостояниями возможен только в том случае, если конечное состояние является более вероятным, чем начальное. В этом заключается природа необратимости тепловых процессов, которая проявляется в стремлении всех изолированных макросистем перейти в равновесное состояние, являющееся наиболее вероятным состоянием.*

Психологически это воспринимается как неумолимое течение времени только в одну сторону – от прошлого к будущему.

Принцип возрастания энтропии имеет два следствия, которые исторически были первыми формулировками в т о р о г о н а ч а л а т е р м о д и н а м и к и :

а) *невозможен процесс, при котором тепло самопроизвольно переходит от менее нагретых тел к более нагретым телам (Р. Клаузиус);*

б) *невозможно получить работу за счет систематического охлаждения одного тела без каких-либо изменений во всех других телах (У. Кельвин).*

2.6. Третье начало термодинамики

Так как энтропия является возрастающей функцией внутренней энергии, то с уменьшением последней энтропия должна убывать. При фиксированном объеме обеспечить уменьшение внутренней энергии можно только путем охлаждения тела.

При абсолютном нуле энергия принимает наименьшее значение. Оказывается, что равновесное состояние с такой энергией может быть реализовано единственным способом, т.е. при $T \rightarrow 0$ $\Omega \rightarrow 1$.

С классической точки зрения такое единственное состояние достигается только при условии прекращения движения всех частиц. При этом они должны занять строго определенные положения в пространстве, отвечающие минимуму энергии их взаимодействия друг с другом, образуя тем самым кристаллическую структуру.

Из уравнения (2.43) следует, что при $\Omega \rightarrow 1$ энтропия $S \rightarrow 0$. Таким образом, *при температуре абсолютного нуля энтропия любого тела, достигшего равновесного состояния, обращается в нуль.* В этом заключается содержание закона, названного теоремой Нернста или третьим началом термодинамики.

ВОПРОСЫ К ЗАЧЕТУ (ЭКЗАМЕНУ)

1. Система отсчета. Принцип инерции. Принцип относительности.
2. Кинематические представления механики. Способы описания движений.
3. Кинематические представления механики. Кинематические характеристики движения.
4. Механическое состояние. Принцип детерминированности.
5. Уравнения движения механических систем.
6. Закон сохранения импульса.
7. Закон сохранения энергии.
8. Закон сохранения момента импульса.
9. Происхождение законов сохранения.
10. Кинематика специальной теории относительности.
11. Релятивистская динамика.
12. Тепловое движение.
13. Состояние макросистем. Термодинамическое описание.
14. Состояние макросистем. Статистическое описание.
15. Связь между термодинамическим и статистическим описанием состояния макросистем.
16. Тепловые процессы.
17. Первое начало термодинамики.
18. Второе начало термодинамики.
19. Третье начало термодинамики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астахов, В.А. Механика. Кинетическая теория материи / В.А. Астахов. – М.: Наука, 1977. – 331 с.
2. Арнольд, В.И. Математические методы классической механики / В.И. Арнольд. – М.: Наука, 1989. – 472 с.
3. Зоммерфельд, А. Термодинамика и статистическая физика / А. Зоммерфельд. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1955. – 480 с.
4. Иродов, И.Е. Основные законы механики: учеб. пособие для вузов / И.Е. Иродов. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. – 309 с.
5. Иродов, И.Е. Физика макросистем. Основные законы: учеб. пособие для вузов / И.Е. Иродов. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. – 207 с.
6. Краткий справочник физико-химических величин. / под ред. А.А. Равделя и А.М. Пономаревой. – Изд. 10, испр. и дополн. – СПб.: Иван Федоров, 2003.
7. Наумов, А.И. Классическая механика [Электронный ресурс] / А.И. Наумов. – URL: http://www.naumovphysics.ru/klmeh_sem.html (Дата обращения: 07.05.2013).
8. Румер, Ю.Б. Термодинамика, статистическая физика и кинетика / Ю.Б. Румер, М.Ш. Рывкин. – М.: Наука, 1972. – 400 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Справочные таблицы

Таблица А.1

Греческий алфавит

Буква		Название	Буква		Название
Α	α	альфа	Ν	ν	ню
Β	β	бета	Ξ	ξ	кси
Γ	γ	гамма	Ο	ο	омикрон
Δ	δ	дельта	Π	π	пи
Ε	ε	эпсилон	Ρ	ρ	ро
Ζ	ζ	дзета	Σ	σ	сигма
Η	η	эта	Τ	τ	тау
Θ	θ, ϑ	тета	Υ	υ	ипсилон
Ι	ι	йота	Φ	φ	фи
Κ	κ	каппа	Χ	χ	хи
Λ	λ	ламда	Ψ	ψ	пси
Μ	μ	мю	Ω	ω	омега

Таблица А.2

Десятичные приставки к названиям физических единиц

Приставка		Множитель	Приставка		Множитель
наименование	обозначение		наименование	обозначение	
экса	Э	10^{18}	деци	д	10^{-1}
пета	П	10^{15}	санتي	с	10^{-2}
тера	Т	10^{12}	милли	м	10^{-3}
гига	Г	10^9	микро	мк	10^{-6}
мега	М	10^6	нано	н	10^{-9}
кило	к	10^3	пико	п	10^{-12}
гекто	г	10^2	фемто	ф	10^{-15}
дека	да	10^1	атто	а	10^{-18}

Учебное издание

Мосин Юрий Викторович

МЕХАНИКА. ТЕРМОДИНАМИКА

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МИНИМУМ

Учебное пособие

Редактор Т.Д. Васильева

Технический редактор Т.П. Прокудина

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Государственный университет - учебно-научно-
производственный комплекс»

Подписано к печати 25.05.2015 г. Формат 60×84 1/16.

Усл. печ. л. 4,0. Тираж 100 экз.

Заказ № _____

Отпечатано с готового оригинал-макета
на полиграфической базе ФГБОУ ВПО «Госуниверситет - УНПК»,
302030, г. Орел, ул. Московская, 65.