

Владимирский государственный университет

А. А. МОКРОВА Р. А. КОЗЛИКОВ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Учебно-практическое пособие

Владимир 2024

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Владимирский государственный университет
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»

А. А. МОКРОВА Р. А. КОЗЛИКОВ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Учебно-практическое пособие

Электронное издание



Владимир 2024

ISBN 978-5-9984-2043-6

© Мокрова А. А., Козликов Р. А., 2024

УДК 53.01
ББК 30.13

Рецензенты:

Кандидат физико-математических наук, доцент
доцент кафедры современного образования
Российского университета кооперации (Владимирский филиал)
В. В. Красильщиков

Кандидат физико-математических наук, доцент
доцент кафедры технико-экономического образования,
зам. директора по учебно-методической работе
Педагогического института
Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых
В. А. Игонин

Кандидат физико-математических наук, доцент
доцент кафедры физико-математического образования
и информационных технологий
Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых
А. В. Гончаров

Мокрова, А. А. Техническая физика [Электронный ресурс] : учеб.-практ. пособие / А. А. Мокрова, Р. А. Козликов ; Владим. гос. ун-т им. А. Г. и Н. Г. Столетовых. – Владимир : Изд-во ВлГУ, 2024. – 409 с. – ISBN 978-5-9984-2043-6. – Электрон. дан. (14,7 Мб). – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). – Систем. требования: Intel от 1,3 ГГц ; Windows XP/7/8/10 ; Adobe Reader ; дисковод CD-ROM. – Загл. с титул. экрана.

Рассмотрены базовые вопросы классической механики, молекулярной физики и термодинамики, электростатики и электродинамики, геометрической и волновой оптики, квантовой физики, физики атома, ядра и элементарных частиц. Описаны подходы к измерению физических величин, приведены справочные данные. Практическая часть представляет собой лабораторные работы по указанным темам.

Предназначено для студентов 1-го курса высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 44.03.05 – Педагогическое образование. Может быть полезно абитуриентам и учителям.

Рекомендовано для формирования профессиональных компетенций в соответствии с ФГОС ВО.

Ил. 199. Табл. 64. Библиогр.: 26 назв.

ISBN 978-5-9984-2043-6

© Мокрова А. А., Козликов Р. А., 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	9
1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕХАНИКИ. ОСНОВЫ КИНЕМАТИКИ	12
1.1. Система отсчета. Траектория, путь, перемещение, скорость	12
1.2. Прямолинейное равномерное и равнопеременное движение. Ускорение	15
1.3. Движение материальной точки по криволинейной траектории...	17
1.4. Кинематика движения твердого тела. Линейная и угловая скорость, связь между ними	19
2. ОСНОВЫ ДИНАМИКИ. ЗАКОНЫ НЬЮТОНА	22
2.1. Законы Ньютона. Инерциальные и неинерциальные системы отсчета	22
2.2. Виды сил в механике	25
2.3. Закон сохранения импульса	27
3. РАБОТА И ЭНЕРГИЯ. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ	29
3.1. Работа, мощность, энергия	29
3.2. Кинетическая и потенциальная энергия. Закон сохранения энергии в механике	31
3.3. Закон всемирного тяготения. Космические скорости	32
4. МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВ. ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСВЕЛЛА – БОЛЬЦМАНА	34
4.1. Модель идеального газа	34
4.2. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории газов ..	35
4.3. Распределение Максвелла – Больцмана. Средняя кинетическая энергия движения молекул	36
4.4. Закон Больцмана. Барометрическая формула	38
4.5. Уравнение Менделеева – Клапейрона	39

5. ТЕРМОДИНАМИКА. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К ИЗОПРОЦЕССАМ. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ	41
5.1. Первый закон термодинамики и его применение к изопроцессам.....	41
5.2. Уравнение Пуассона для адиабатного процесса.....	45
5.3. Второй закон термодинамики	45
6. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ. ЭЛЕКТРОСТАТИКА	50
6.1. Электростатика. Электрический заряд. Закон Кулона	50
6.2. Электрическое поле. Напряженность электрического поля.....	52
6.3. Работа сил электрического поля по перемещению заряда. Потенциал. Разность потенциалов. Связь градиента потенциала с напряженностью	54
6.4. Электрическая емкость. Конденсаторы. Энергия электрического поля	58
7. ЗАКОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА.....	61
7.1. Постоянный электрический ток. Сила тока. Напряжение. Сопротивление. Зависимость сопротивления от температуры. Закон Ома для однородного участка цепи.....	61
7.2. Закон Ома для полной цепи. Работа и мощность тока. Закон Джоуля – Ленца	66
7.3. Первый и второй законы Кирхгофа.....	68
7.4. Ток в электролитах. Законы Фарадея для электролиза. Ток в газах	71
7.5. Проводимость полупроводников.....	74
8. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ.....	79
8.1. Магнитное поле. Индукция магнитного поля. Закон Био – Савара – Лапласа. Взаимодействие токов. Закон Ампера. Сила Лоренца. Магнитный поток. Работа при движении проводника с током в магнитном поле.....	79
8.2. Работы Фарадея по электромагнитной индукции.....	86
8.3. Самоиндукция и взаимоиנדукция	89

9. ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК.....	92
9.1. Электромагнитные колебания. Колебательный контур.....	92
9.2. Переменный ток. Активное сопротивление, индуктивность и емкость в цепи переменного тока. Векторные диаграммы.....	94
9.3. Резонанс напряжений и токов. Мощность в цепи переменного тока.....	97
 10. ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ.....	 99
10.1. Основные понятия и характеристики электромагнитного поля.....	99
10.2. Второе уравнение Максвелла.....	101
10.3. Первое уравнение Максвелла.....	103
10.4. Полная система уравнений электромагнитного поля.....	105
10.5. Уравнение электромагнитной волны.....	108
 11. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА.....	 112
11.1. Современное представление о природе света.....	112
11.2. Интерференция света.....	112
11.3. Методы осуществления когерентности в оптике.....	116
 12. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА.....	 124
12.1. Принцип Гюйгенса – Френеля.....	124
12.2. Метод зон Френеля.....	126
12.3. Дифракционные явления Френеля.....	128
12.4. Дифракция Фраунгофера.....	130
12.5. Дифракционная решетка.....	132
12.6. Поляризация света.....	133
 13. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ. ФОТОЭФФЕКТ. ЗАКОНЫ ФОТОЭФФЕКТА.....	 143
13.1. Фотоэлектрический эффект.....	143
13.2. Законы фотоэффекта.....	144
13.3. Уравнение Эйнштейна.....	148

14. ДАВЛЕНИЕ СВЕТА. ЗАКОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРНОГО ТЕЛА	149
14.1. Опыты Лебедева	149
14.2. Величина светового давления	150
14.3. Тепловое излучение.....	152
14.4. Законы излучения абсолютно черного тела	155
15. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ. ВОЛНЫ ДЕ БРОЙЛЯ.....	159
15.1. Волны де Бройля.....	159
15.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга	161
15.3. Волновая функция.....	162
15.4. Уравнение Шредингера.....	163
16. ФИЗИКА АТОМА. БОРОВСКАЯ ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ АТОМА.....	165
16.1. Первые модели строения атома	165
16.2. Опыт Резерфорда	166
16.3. Постулаты Бора	168
16.4. Объяснение спектральных закономерностей	171
16.5. Спектральные серии.....	172
17. АТОМЫ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ. СПЕКТРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ЛАЗЕРЫ	175
17.1. Квантовые числа.....	175
17.2. Принцип Паули. Строение многоэлектронных атомов.....	176
17.3. Периодическая система элементов Менделеева	178
17.4. Рентгеновское излучение.....	179
17.5. Лазеры.....	183
18. СОСТАВ И СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦАХ.....	187
18.1. Экспериментальные факты, подтверждающие сложное строение атома ядра	187
18.2. Состав и строение атомного ядра. Энергия связи, дефект масс, ядерные силы.....	190
18.3. Общие сведения об элементарных частицах. Классификация элементарных частиц	193
18.4. Теория великого объединения	197

19. ИЗМЕРЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН.....	198
19.1. Система единиц СИ.....	198
19.2. Размерность.....	199
19.3. Система механических физических величин LMT	200
19.4. Значащие и порядковые цифры. Стандартная форма записи числа.....	201
19.5. Виды измерений физических величин. Погрешности	203
19.6. Действия с числами с явно заданной погрешностью. Свойства	208
19.7. Графическое представление результатов измерений	213
ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ	218
<i>Требования к выполнению лабораторных работ.....</i>	<i>218</i>
<i>Лабораторная работа № 1. Измерение линейных размеров тел.....</i>	<i>220</i>
<i>Лабораторная работа № 2. Изучение кинематических законов поступательного равноускоренного движения</i>	<i>230</i>
<i>Лабораторная работа № 3. Проверка второго закона динамики на машине Атвуда</i>	<i>238</i>
<i>Лабораторная работа № 4. Проверка закона сохранения энергии в механике</i>	<i>242</i>
<i>Лабораторная работа № 5. Проверка основного закона динамики вращательного движения твердого тела</i>	<i>246</i>
<i>Лабораторная работа № 6. Измерение скорости звука в воздухе</i>	<i>250</i>
<i>Лабораторная работа № 7. Определение постоянной Авогадро</i>	<i>262</i>
<i>Лабораторная работа № 8. Изучение теплового расширения твердых и жидких тел</i>	<i>267</i>
<i>Лабораторная работа № 9. Измерение вольт-амперных характеристик</i>	<i>276</i>

<i>Лабораторная работа № 10. Изучение законов постоянного тока.....</i>	292
<i>Лабораторная работа № 11. Определение фокусных расстояний линз и оптических систем.....</i>	301
<i>Лабораторная работа № 12. Проверка законов освещенности и исследование светораспределения электрической лампы</i>	323
<i>Лабораторная работа № 13. Квантовые свойства излучения. Фотоэффект. Законы фотоэффекта.....</i>	337
<i>Лабораторная работа № 14. Проверка законов теплового излучения.....</i>	341
<i>Лабораторная работа № 15. Изучение спектров излучения атомов</i>	353
<i>Лабораторная работа № 16. Изучение работы лазеров</i>	361
ТЕСТОВЫЕ ЗАДАНИЯ	374
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	385
СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ	388
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	407

ВВЕДЕНИЕ

Мир представляет собой совокупность материальных объектов, находящихся в постоянном взаимодействии и непрерывном движении. Под материальными объектами (или просто материей) понимается все то, что существует объективно, т.е. независимо от нас и нашего сознания. Познается материя через наши ощущения. В ряде случаев восприятие материи может осуществляться не только непосредственно нашими органами чувств, но и с помощью различного вида приборов. Так, например, электромагнитные волны с длиной волны больше 0,1 мм воспринимаются колебательным контуром, молекулы могут быть видимы лишь в электронный микроскоп и т.д. Однако это не означает, что до создания колебательного контура и электронного микроскопа электромагнитных волн и молекул не было в природе. Они существовали независимо от нас и нашего сознания, существовали и до того, как на Земле появился человек.

На современном уровне развития физики различают *два вида материи – вещество и поле.*

Неотъемлемым *свойством материи является движение.*

Движение – это любое изменение материи, всякий происходящий в природе процесс: физический, химический, биологический, общественный.

Движение – это форма существования материи. Это значит, что без движения материя существовать не может. И наоборот – движения без материи тоже нет. Бессмысленно говорить о движении, не связывая его с каким-то материальным объектом.

Движение может происходить только в пространстве и во времени. Таким образом, *пространство и время, как и движение, являются формами существования материи.*

Итак, мир есть закономерное движение материи, совершающееся в пространстве и во времени.

Каждая наука занимается изучением определенных форм движения материи. Физика изучает физические формы движения материи, такие как механическое, тепловое, электромагнитное, внутриатомное и внутриядерное. Это наиболее простые и наиболее общие формы движения материи.

Совокупность изменений, происходящих с определенными материальными объектами с течением времени, называют *физическим явлением* или *процессом*.

Эти изменения можно оценивать количественно с помощью физических величин и измерений.

Физические величины характеризуют свойства тел (например, масса) или являются характеристиками процессов (например, ускорение).

Измерение физических величин сводится к сравнению данной величины с определенной величиной того же рода, принятой за единицу (эталон).

Простейший вид физического исследования – *наблюдение*. Оно заключается в изучении явления в естественных условиях при сохранении всех связей наблюдаемого явления с другими. Эти связи создают побочные эффекты, часто мешающие сделать правильные выводы. Например, при наблюдении падения листа бумаги и монеты мы не можем исключить сопротивление среды, а поэтому приходим к выводу, что различные тела падают с разными ускорениями.

Второй ступенью физического исследования является опыт или *эксперимент*.

Физическим опытом называют воспроизведение явления в искусственных условиях, позволяющих исключить побочные эффекты.

Так, например, поместив лист бумаги и монету в трубку и откачав из нее воздух, мы исключим сопротивление среды.

На основе накопленного экспериментального материала строится предварительное научное предположение о механизме и причинно-следственной взаимосвязи целой области явлений – *научная гипотеза*.

Она требует проверки и доказательства. Гипотезы, следствия из которых противоречат опыту, оказываются ошибочными и отбрасываются (например, гипотезы теплорода, эфира и т.п.). Если же опыт подтверждает гипотезу, и она правильно предсказывает ряд новых явлений, то гипотеза превращается в научную теорию (например, молекулярно-кинетическая теория, электронная теория и т.п.).

На основе наблюдений и опытов открываются закономерные связи между явлениями, вскрывается причинно-следственная взаимосвязь между ними. Эти общие закономерности, которым подчиняется течение различных процессов, называются *физическими законами*. Обычно физический закон содержит некоторое утверждение относительно связей между теми или иными физическими величинами.

Отметим, что все физические законы носят объективный характер, т.е. не зависят от сознания и воли человека. Вполне понятно, что они существовали в природе и до их открытия. Кроме того, каждый закон имеет определенные границы применимости.

Одни свойства реальных объектов существенно влияют на ход явлений или их результат, а другие практически на это не влияют.

Для того чтобы было возможно сделать теоретический анализ явлений, мы вынуждены заменить реальные объекты *упрощенными идеализированными схемами (моделями)*, лишь приближенно отражающими свойства реального объекта. Без подобного упрощения самые простые явления приводили бы нас к очень сложным, практически неразрешимым теоретическим задачам.

Так как теория пользуется идеализированными схемами, то она может охватывать лишь ограниченный круг явлений реального мира. Только опыт может оправдать использование той или иной идеализации. Таким образом, мерилем теории является опыт.

Цель освоения дисциплины «Техническая физика» – изучение основных физических явлений и процессов, происходящих в природе. Материал курса разбит на разделы: «Механика», «Молекулярная физика и термодинамика», «Электричество и магнетизм», «Оптика», «Элементы квантовой физики», «Физика атома, ядра и элементарных частиц». При изучении дисциплины учитывается различный уровень подготовки по физике.

Для удобства работы текст издания содержит гиперссылки (выделены синим цветом). Предусмотрен возврат к оглавлению по кнопке [Вернуться к оглавлению](#).

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕХАНИКИ. ОСНОВЫ КИНЕМАТИКИ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Система отсчета. Траектория, путь, перемещение, скорость.](#)

[Прямолинейное равномерное и равнопеременное движение.](#)

[Ускорение.](#)

[Движение материальной точки по криволинейной траектории.](#)

[Кинематика движения твердого тела. Линейная и угловая скорость, связь между ними.](#)

1.1. Система отсчета. Траектория, путь, перемещение, скорость

Механика — раздел физики, который изучает закономерности механического движения тел в пространстве и причины, которые вызывают или изменяют это движение.

Механическое движение — это изменение взаимного расположения тел или их частей в пространстве с течением времени.

Тело, относительно которого определяется положение других (движущихся) тел, называется *телом отсчета*. Тело отсчета, связанная с ним система координат и синхронизированные между собой часы образуют *систему отсчета* (см. рисунок 1.1.).

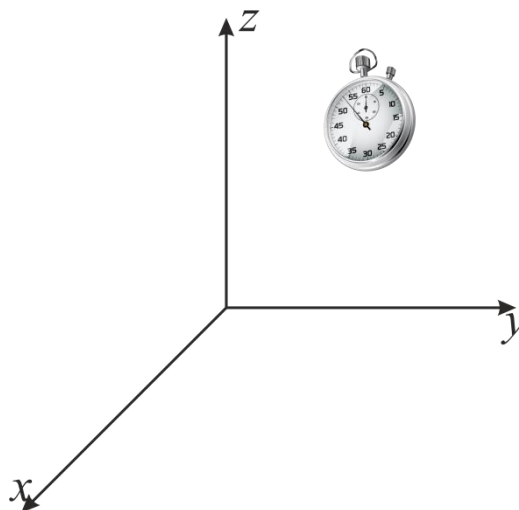


Рис. 1.1.

Исторически, механику принято подразделять на: *классическую механику* Галилея-Ньютона (в ней изучаются законы движения

макроскопических тел, с малыми скоростями); *релятивистскую механику* (в ней законы движения макроскопических тел со скоростями, сравнимыми со скоростью света в вакууме); *квантовую механику* (описывает движение микроскопических тел – отдельные атомы и элементарные частицы).

Механика делится на два раздела: кинематику и динамику.

Кинематика изучает движение тел, не рассматривая причины, которые это движение обуславливают. Динамика изучает законы движения тел и причины, которые вызывают или изменяют это движение.

Объектами изучения механики являются тела и их физические модели в виде материальной точки, системы материальных точек и твердого тела. Тело, размерами, формой и структурой которого можно пренебречь при изучении данного механического движения, называется *материальной точкой*. Твердым телом называется тело, которое сохраняет свои размеры (не деформируется) т.е. относительное расположение точек системы не изменяется.

В выбранной системе отсчета пространственное положение материальной точки определяется ее *радиус-вектором* \vec{r} , проведенным из начала системы координат. Задание радиус-вектора \vec{r} эквивалентно указанию трех чисел, например трех его проекций x, y, z на оси декартовой системы координат (см. рисунок 1.2.).

При движении точки радиус-вектор и координаты изменяются течением времени. Говорят, что задан закон движения, если известна векторная функция времени $\vec{r} = \vec{r}(t)$ или три эквивалентные ей скалярные функции $x = x(t), y = y(t), z = z(t)$.

Линия, описываемая движущейся точкой в пространстве, называется *траекторией*. Движения разделяются на прямолинейные и криволинейные в зависимости от вида траектории.

Перемещение точки за промежуток времени Δt - это вектор $\Delta \vec{r}$, соединяющий положения точки в моменты t и $t + \Delta t$. Из рисунка видно, что

$$\Delta \vec{r} = \vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t).$$

Путь Δs , пройденный точкой за тот же промежуток времени, это длина соответствующего отрезка траектории.

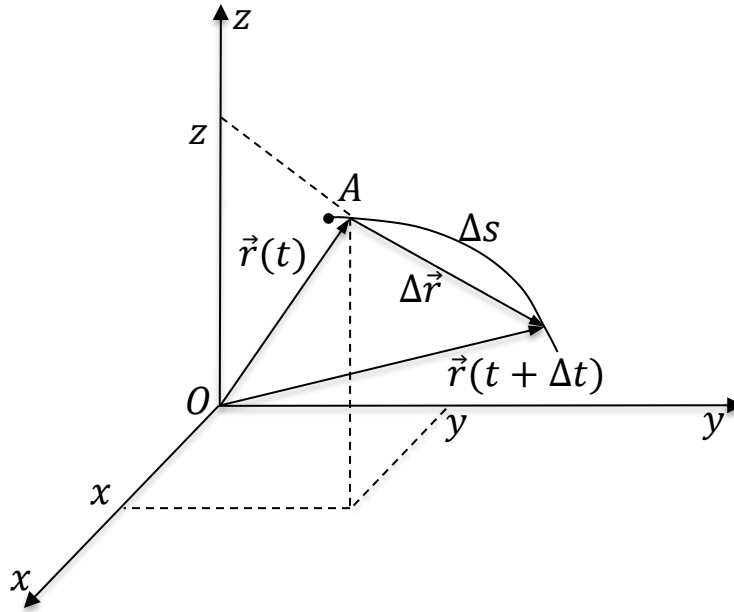


Рис. 1.2

При прямолинейном движении в одном направлении $\Delta s = \Delta r$, при криволинейном – $\Delta s > \Delta r$.

Путь, как функция времени $\Delta s(t)$, пройденный точкой, к моменту времени t , это *длина* траектории от некоторого начального положения до положения в момент t .

Если точка меняла направление движения по той же траектории, то ее путь Δs – это полное расстояние, пройденное вдоль траектории.

Введем основные определения скорости и ускорения.

Средняя скорость перемещения – $\vec{v}_{\text{ср}} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$. Средняя скорость прохождения пути (или движения по траектории) $v_{\text{ср.путь}} = \frac{\Delta s}{\Delta t}$. При прямолинейном движении в одном направлении $v_{\text{ср.путь}} = v_{\text{ср}}$, при криволинейном – $v_{\text{ср.путь}} > v_{\text{ср}}$.

Скорость в момент времени t – это мгновенная скорость, к которой стремится средняя скорость при $t \rightarrow 0$. В общем случае можно сформулировать следующее определение.

Скорость – это физическая величина, характеризующая быстроту изменения местоположения точки, равная первой производной по времени от радиус-вектора точки в заданной системе координат:

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

В отличие от штриха, точка означает производную по времени.

Скорость в каждой точке направлена по *касательной* к траектории. Проекции скорости на оси координат:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \dot{x}, \quad v_y = \frac{dy}{dt} = \dot{y}, \quad v_z = \frac{dz}{dt} = \dot{z},$$

а величина скорости

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2},$$

причем $\Delta s = s(t_2) - s(t_1) = \int_{t_1}^{t_2} v dt$, где t_1 и t_2 – фиксированные моменты времени при движении тела по заданной траектории.

Единица пути – 1 метр, единица скорости – 1 метр в секунду.

Основным свойством механического движения является относительность. Это проявляется в том, что форма траектории, перемещение, скорость и другие характеристики движения тела зависят от выбора системы отсчета.

1.2. Прямолинейное равномерное и равнопеременное движение. Ускорение

Равномерным движением называется движение, при котором материальная точка (тело) за любые равные промежутки времени совершает равные перемещения.

При прямолинейном движении траектория является *прямой* линией. В этом случае скорость движения – постоянна, а кинематические характеристики равны: $a = 0$, $v_x = v$ и $x = x_0 + vt$. График зависимости координаты от времени показан на рисунке 1.3.

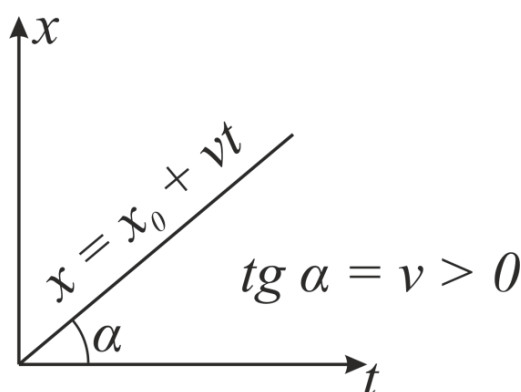


Рис. 1.3.

При этом $x - x_0 = s = vt$ – путь, пройденный телом. Тангенс угла наклона α графика координаты численно равен скорости v .

В кинематике справедлив *закон сложения скоростей*. Если тело движется относительно системы отсчета, которая сама движется относительно некоторой неподвижной системы отсчета, то при этом имеет место следующий закон сложения скоростей. Скорость тела \vec{v} относительно неподвижной системы отсчета равна векторной сумме скорости \vec{v}_1 подвижной системы отсчета относительно неподвижной и скорости тела \vec{v}_2 относительно подвижной системы отсчета, т.е., в случае произвольного криволинейного движения вектор скорости \vec{v} может изменяться с течением времени как по модулю, так и по направлению (рисунок 1.4.). Поэтому

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2.$$

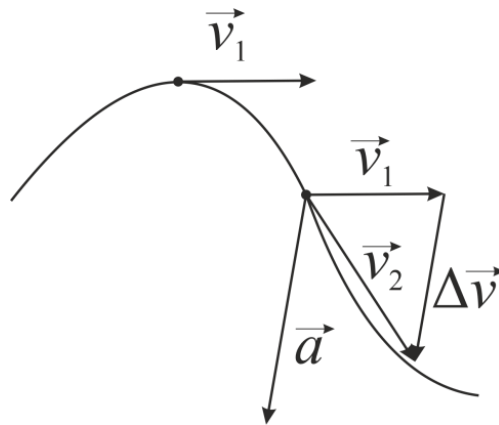


Рис. 1.4.

Тогда можно ввести величину, которая характеризует «скорость» изменения скорости. Такой величиной является ускорение a .

Ускорение – физическая величина, характеризующая быстроту изменения скорости, равная первой производной от вектора скорости или второй производной от радиус-вектора точки по времени:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \dot{\vec{v}} = \ddot{\vec{r}}.$$

Проекции ускорения равны

$$a_x = \frac{dv_x}{dt} = \dot{v}_x = \ddot{x}, \quad a_y = \frac{dv_y}{dt} = \dot{v}_y = \ddot{y}, \quad a_z = \frac{dv_z}{dt} = \dot{v}_z = \ddot{z},$$

а модуль ускорения

$$a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}.$$

Единица ускорения – метр деленный на секунду в квадрате

$$[a] = 1 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}.$$

1.3. Движение материальной точки по криволинейной траектории

При криволинейном движении ускорение можно разложить на две составляющие: \vec{a}_τ – тангенциальную, направленную по касательной к траектории, и \vec{a}_n – нормальную, направленную по нормали к центру кривизны траектории. Справедливы следующие равенства

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n, \quad a_\tau = \frac{dv}{dt}, \quad a_n = \frac{v^2}{R},$$

где R – радиус кривизны траектории в данной точке.

Тангенциальное ускорение \vec{a}_τ характеризует быстроту изменения модуля скорости, нормальное ускорение \vec{a}_n – быстроту изменения направления (см. рисунок 1.5.).

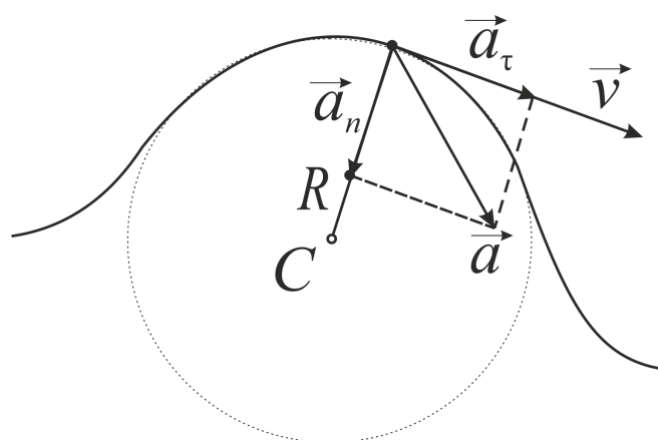


Рис. 1.5.

В зависимости от тангенциальной и нормальной составляющих ускорения движение можно классифицировать следующим образом.

Таблица 1.1.

Составляющие ускорения	Вид движения
$a_\tau = 0, a_n = 0$	прямолинейное равномерное
$a_\tau = a = const, a_n = 0$	прямолинейное равнопеременное

$a_\tau = f(t), a_n = 0$	прямолинейное с переменным ускорением
$a_\tau = 0, a_n = const$	равномерное по окружности
$a_\tau = 0, a_n \neq 0$	равномерное криволинейное
$a_\tau = const, a_n \neq 0$	криволинейное равнопеременное
$a_\tau = f(t), a_n \neq 0$	криволинейное с переменным ускорением

При равнопеременном прямолинейном движении вдоль оси x ($\vec{a} = \overline{const}$)

$$v_x = v_{0x} + a_x t, \quad x = x_0 + v_{0x} t + \frac{a_x t^2}{2}.$$

Свободным падением называется движение тел в безвоздушном пространстве (вакууме) из состояния покоя (без начальной скорости) под действием притяжения Земли.

Падение тел в воздухе можно приближенно считать свободным лишь при условии, что сопротивление воздуха мало и им можно пренебречь. При этом тело будет двигаться с постоянным ускорением \vec{g} , которое называется *ускорением свободного падения*. Ускорение свободного падения тел на Земле зависит от географической широты местности, что обусловлено суточным вращением Земли, отклонением от сферической поверхности, а также неоднородностью распределения плотности земных пород.

На полюсах оно равно $9,82 \frac{м}{с^2}$, на экваторе $9,78 \frac{м}{с^2}$. При расчетах обычно используют значение ускорения свободного падения у поверхности Земли на географической широте 45° , где оно равно $9,81 \frac{м}{с^2}$.

Движение тела под всевозможными углами к горизонту только под действием силы гравитационного притяжения к Земле (в частности силы тяжести) называют *баллистическим движением*. Простейший пример такого движения – это полет снаряда орудия, выпущенного под углом α к горизонту с начальной скоростью $\vec{v}_0 \vec{v}_0$. В этом случае движение тела происходит в вертикальной плоскости по фрагменту параболы. Для рассмотрения такого движения используют его разложение на горизонтальное (вдоль оси x) и вертикальное (вдоль оси y) (см. рисунок 1.6.).

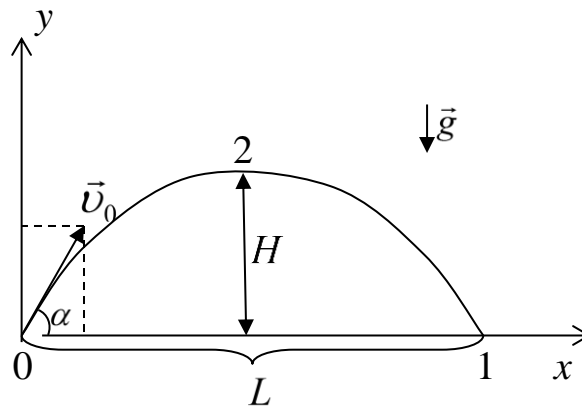


Рис. 1.6.

Уравнения, описывающие движения точки: для координат

$$x = v_0 \cos \alpha \cdot t,$$

$$y = v_0 \sin \alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2},$$

и для проекций скорости

$$v_x = \dot{x} = v_0 \cos \alpha,$$

$$v_y = \dot{y} = v_0 \sin \alpha - gt.$$

Совместно решая систему уравнений, вычислим дальность полета L (точка 1), максимальную высоту подъема H (точка 2) и время полета t_1 :

$$L = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g}, \quad H = \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g}, \quad t_1 = \frac{2v_0 \sin \alpha}{g}.$$

1.4. Кинематика движения твердого тела. Линейная и угловая скорость, связь между ними

Рассмотрим твердое тело, которое вращается вокруг неподвижной оси. Тогда отдельные точки этого тела будут описывать окружности разных радиусов, центры которых лежат на оси вращения.

Пусть некоторая точка движется по окружности радиуса R (рисунок 1.7.). Ее положение через промежуток времени Δt определяется углом $\Delta \varphi$. Угловой скоростью называется векторная величина, равная первой производной угла поворота тела по времени

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} = \dot{\vec{\varphi}}.$$

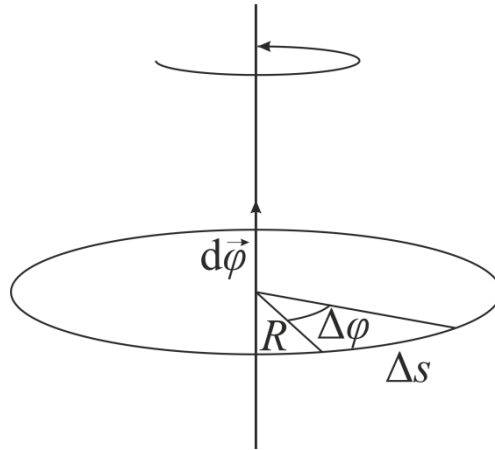


Рис. 1.7.

Вектор $\vec{\omega}$ направлен вдоль оси вращения по правилу правого винта, т.е. так же, как и вектор $d\vec{\varphi}$ (рисунок 1.8.). Единица угловой скорости — радиан в секунду ($\frac{\text{рад.}}{\text{с}}$).

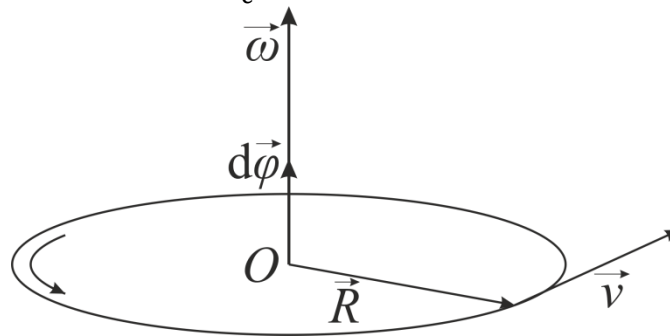


Рис. 1.8.

Между линейной и угловой скоростью точки есть связь, описываемая формулой

$$\vec{v} = [\vec{\omega}\vec{R}].$$

Направление вектора \vec{v} совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от $\vec{\omega}$ к \vec{R} (рисунок 1.8.).

Если $\omega = \text{const}$, то вращение равномерное и его можно характеризовать *периодом* вращения T — временем, за которое точка совершает один полный оборот, т. е. поворачивается на угол 2π . Так как промежутку времени $\Delta t = T$ соответствует угол поворота $\Delta\varphi = 2\pi$, то

$$\omega = \frac{2\pi}{T},$$

откуда

$$T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Число полных оборотов, совершаемых телом при равномерном его движении по окружности, в единицу времени называется *частотой вращения*:

$$n = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi},$$

откуда

$$\omega = 2\pi n.$$

Единица частоты определяется следующим образом: $[n] = 1 \text{ с}^{-1}$.

Угловым ускорением называется векторная величина, равная первой производной угловой скорости или второй производной угла поворота по времени

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \dot{\vec{\omega}} = \ddot{\vec{\varphi}}.$$

При вращении тела вокруг неподвижной оси вектор углового ускорения направлю вдоль оси вращения в сторону вектора элементарного приращения угловой скорости. При ускоренном движении вектор $\vec{\varepsilon}$ сонаправлен вектору $\vec{\omega}$, при замедленном — противоположно направлен ему.

Запишем полное ускорение точки

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}[\vec{\omega}\vec{R}] = \left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{R}\right] + \left[\vec{\omega}\frac{d\vec{R}}{dt}\right] = [\vec{\varepsilon}\vec{R}] + [\vec{\omega}\vec{v}] = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n.$$

Значение (модуль) тангенциальной составляющей ускорения

$$a_\tau = \varepsilon R.$$

Модуль нормальной составляющей ускорения

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R.$$

2. ОСНОВЫ ДИНАМИКИ. ЗАКОНЫ НЬЮТОНА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Законы Ньютона. Инерциальные и неинерциальные системы отсчета.](#)

[Виды сил в механике.](#)

[Закон сохранения импульса.](#)

2.1. Законы Ньютона. Инерциальные и неинерциальные системы отсчета

Динамика является основным разделом механики, в ее основе лежат три закона Ньютона, сформулированные им в 1687 г. Задача динамики состоит в определении положения тела в любой момент времени по известным начальному положению тела, начальной скорости и силам, действующим на тело. Все законы Ньютона формулируются для материальных точек.

Первый закон Ньютона: материальная точка сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока внешние воздействия не изменят этого состояния. Системы отсчета, в которых свободная материальная точка покоится или движется прямолинейно и равномерно, называются *инерциальными системами отсчета*. Прямолинейное и равномерное движение свободной материальной точки в инерциальной системе отсчета называется *движением по инерции*. При таком движении вектор скорости материальной точки остается постоянным ($\vec{v} = \overline{\text{const}}$). Покой ($\vec{v} = 0$) точки является частным случаем движения по инерции.

Системы отсчета, в которых свободное тело не сохраняет скорость движения неизменной, называются *неинерциальными*.

Неинерциальной является система отсчета, движущаяся с ускорением относительно любой инерциальной системы отсчета. Равномерное и прямолинейное движение системы отсчета не влияет на ход механических явлений, протекающих в ней.

Никакие механические опыты не позволяют отличить покой инерциальной системы отсчета от ее равномерного прямолинейного движения. Для любых механических явлений все инерциальные системы отсчета оказываются равноправными. Эти утверждения

выражают механический принцип относительности (принцип относительности Галилея).

Принцип относительности является одним из наиболее общих законов природы, в *специальной теории относительности* он распространяется на все физические явления.

Свойство тела сохранять свою скорость при отсутствии взаимодействий с другими телами называется *инертностью* (другими словами невозможность мгновенно изменить скорость тела). Физическая величина, являющаяся мерой инертности и гравитационного взаимодействия тела, называется массой (m). Масса тела измеряется в *килограммах*, $[m] = 1$ кг.

Выделяют инертную и гравитационную массы, которые в современной физике с высокой степенью точности считаются тождественными, т.е. неразличимыми, а значит равными ($m_{\text{ин}} = m_{\text{г}}$). Поэтому говорят просто о массе тела.

В механике Ньютона считается, что масса тела равна сумме масс всех частиц (или материальных точек), из которых оно состоит; для данной совокупности тел выполняется *закон сохранения массы*: при любых процессах, происходящих в системе тел, ее масса остается неизменной.

Плотность тела физическая величина, равная отношению массы тела и его объема

$$\rho = \frac{m}{V}.$$

$$\text{Единица плотности } [\rho] = 1 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Силой \vec{F} называется векторная физическая величина, являющаяся мерой механического воздействия на тело со стороны других тел или полей.

Сила полностью определена, если заданы ее модуль, направление и точка приложения.

В результате действия силы на тело изменяет скорость движения – тело приобретает ускорение или деформируется.

$$\text{Единица силы – ньютон, } [F] = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} = 1 \text{ Н}.$$

Произведение массы тела на вектор скорости называется *импульсом тела*

$$\vec{p} = m\vec{v}.$$

Единица импульса $[p] = 1 \frac{\text{кг}\cdot\text{м}}{\text{с}} = 1 \text{ Н}\cdot\text{с}$.

Второй закон Ньютона. Изменение импульса материальной точки за единицу времени пропорционально величине силы приложенной к точке

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

Если масса тела не меняется, т.е. $m = \text{const}$, то можно получить частную формулировку второго закона

$$m\vec{a} = \vec{F}.$$

Если на материальную точку одновременно действуют несколько сил ($\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$), то они могут быть заменены одной силой \vec{R} , называемой *равнодействующей* и равной их векторной сумме:

$$\vec{R} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i.$$

Принцип независимости действия сил (*принцип суперпозиции*): если на материальную точку одновременно действуют несколько сил, то каждая из них сообщает точке ускорение (определяемое вторым законом Ньютона) \vec{a}_i . Результирующее ускорение \vec{a} , приобретенное точкой с массой m в этом случае, находится так

$$\vec{a} = \frac{\vec{R}}{m}.$$

Третий закон Ньютона. В инерциальных системах отсчета силы взаимодействия двух тел равны по модулю и направлены в противоположные стороны:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21},$$

где \vec{F}_{12} – сила, действующая на первое тело со стороны второго, а \vec{F}_{21} – сила, действующая на второе тело со стороны первого. Знак минус указывает на противоположную направленность векторов сил (рисунок 2.1.).

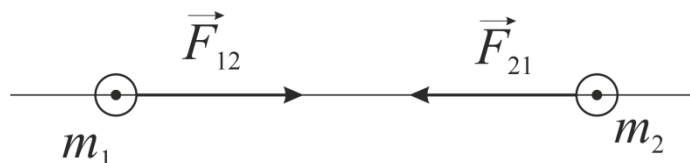


Рис. 2.1.

Для этих сил нельзя найти равнодействующую, поскольку они приложены к разным телам и не могут вызвать однонаправленное движение системы.

2.2. Виды сил в механике

При решении задач рассматриваются различные виды сил.

Силы упругости – это силы, возникающие при упругой деформации тел. Эти силы действуют между соприкасающимися слоями деформируемого тела, а также в месте контакта деформируемого тела с телом, вызывающим деформацию.

Обычно – это деформации растяжения или сжатия. В этих случаях силы упругости направлены вдоль линии действия внешней силы.

Сила упругости, действующая на тело со стороны опоры или подвеса, называется *силой реакции опоры* (подвеса) \vec{N} или *силой натяжения подвеса* \vec{T} .

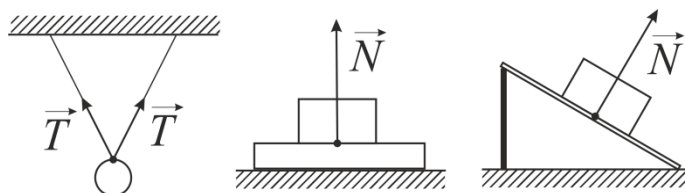


Рис. 2.2.

Закон Гука для растяжения (или сжатия), характеризующегося вектором деформации (удлинения или сжатия) $\vec{\Delta l}$: сила упругости пропорциональна вектору деформации и противоположна ему по направлению (рисунок 2.3.), т.е.

$$\vec{F}_{\text{упр}} = -k \cdot \vec{\Delta l}.$$

Здесь k – коэффициент упругости – величина, определяемая силой упругости, возникающей при единичной деформации данного тела (или внешней силой, вызывающей единичную деформацию тела)

$$k = \frac{F_{\text{упр}}}{\Delta l}.$$

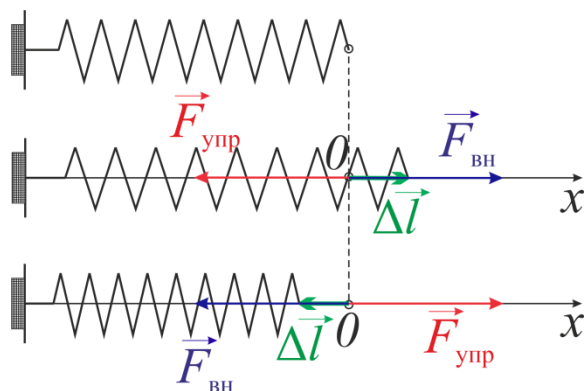


Рис. 2.3.

Сила трения возникает в результате взаимодействия между различными соприкасающимися телами, препятствуя их относительному перемещению.

Различают *внешнее (сухое)* и *внутреннее (жидкое или вязкое)* трение.

Внешним трением называется трение, возникающее в плоскости касания двух соприкасающихся тел при их относительном перемещении.

Внутренним трением называется трение между частями одного и того же тела, например между различными слоями жидкости или газа, скорости которых меняются от слоя к слою.

Сила трения $\vec{F}_{\text{тр}}$ направлена вдоль поверхностей соприкасающихся тел противоположно скорости их относительного перемещения.

Для случая внешнего трения различают

- трение покоя – трение при отсутствии относительного перемещения соприкасающихся тел;
- трение скольжения - трение при относительном движении соприкасающихся тел;
- трение качения - трение при вращении одного тела без проскальзывания по поверхности другого тела.

Соответственно, существуют сила трения покоя, меняющаяся от нуля до некоторого предельного значения, сила трения скольжения, зависящая от скорости, и сила трения качения, зависящая от массы и геометрии катка.

Опытным путем установили следующий закон: сила трения скольжения $\vec{F}_{\text{тр}}$ пропорциональна \vec{N} – силе нормальной реакции опоры

$$F_{\text{тр}} = f_c N.$$

Коэффициент пропорциональности f_c называют коэффициентом трения скольжения. Он зависит от свойств соприкасающихся поверхностей.

Подобная формула существует и для трения покоя, с заменой коэффициента f_c на $f_{\text{п}}$ – коэффициент трения покоя. Оба коэффициента зависят от материала соприкасающихся тел, качества обработки соприкасающихся поверхностей, наличия между ними смазки и других факторов.

В большинстве случаев при малых скоростях относительного движения соприкасающихся тел оказывается справедливо $f_c \leq f_{\text{п}}$. На практике, способом уменьшения силы трения является замена трения скольжения трением качения (шариковые и роликовые подшипники и т. д.).

Сила трения качения определяется по закону, установленному Кулоном:

$$F_{\text{тр.к}} = f_k \frac{N}{r}.$$

Здесь r – радиус катящегося тела; f_k – коэффициент трения качения, имеющий размерность длины. Из последней формулы следует, что сила трения качения обратно пропорциональна радиусу катящегося тела.

2.3. Закон сохранения импульса

Импульс \vec{p} системы, состоящей из n материальных точек, равен векторной сумме импульсов всех точек системы

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i = \sum_{i=1}^n m \vec{v}_i.$$

Механическая система тел, на которую не действуют внешние силы, называется *замкнутой* (или *изолированной*).

Если внешние силы не действуют или их действие скомпенсировано, то справедлив *закон сохранения импульса*: импульс замкнутой системы сохраняется, т. е. не изменяется с течением времени

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n m\vec{v}_i = \overline{const.}$$

Закон сохранения импульса справедлив не только в классической физике, хотя он и получен как следствие законов Ньютона. Эксперименты доказывают, что он выполняется и для замкнутых систем микрочастиц (они подчиняются законам квантовой механики). Этот закон носит универсальный характер, т. е. закон сохранения импульса — фундаментальный закон природы.

Закон сохранения импульса является следствием определенного свойства симметрии пространства — его *однородности*. Однородность пространства заключается в том, что при параллельном переносе в пространстве замкнутой системы тел, как целого, ее физические свойства и законы движения не изменяются, иными словами, не зависят от выбора положения начала координат инерциальной системы отсчета.

3. РАБОТА И ЭНЕРГИЯ. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Работа, мощность, энергия.](#)

[Кинетическая и потенциальная энергия. Закон сохранения энергии в механике.](#)

[Закон всемирного тяготения. Космические скорости.](#)

3.1. Работа, мощность, энергия

Для количественной характеристики процесса обмена энергией между взаимодействующими телами, в механике вводится понятие работы силы. Элементарной работой dA силы \vec{F} на элементарном перемещении $d\vec{r}$ материальной точки называется скалярная физическая величина, равная

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{r} = F dr \cos \alpha,$$

где α – угол между векторами \vec{F} и $d\vec{r}$ (см. рисунок 3.1.).

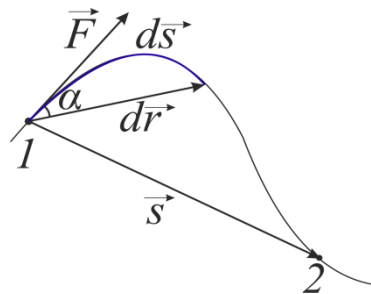


Рис. 3.1.

В прямоугольной (декартовой) системе координат элементарная работа также может быть найдена по формуле

$$dA = F_x dx + F_y dy + F_z dz,$$

где F_x , F_y и F_z – проекции вектора силы \vec{F} , а dx , dy и dz – проекции вектора элементарного перемещения $d\vec{r}$ материальной точки на координатные оси.

В зависимости от взаимной ориентации векторов \vec{F} и $d\vec{r}$, элементарная работа может быть величиной положительной, отрицательной или равной нулю. Единица измерения работы – джоуль, $[A] = 1 \text{ Н} \cdot \text{м} = 1 \text{ Дж}$.

На конечном перемещении 1-2 вдоль некоторой траектории (рисунок 3.1.) работа равна

$$A_{1-2} = \int_1^2 dA = \int_1^2 F \cos \alpha \cdot ds = \int_1^2 F_s ds,$$

где $F_s = F \cos \alpha$ – проекция силы на направление перемещения, а $dr = ds$ на бесконечно малых отрезках.

Таким образом, работа постоянной силы \vec{F} на конечном перемещении \vec{s} равна

$$A = Fs \cos \alpha,$$

где α – угол между векторами \vec{F} и \vec{s} .

Величина работы A_{1-2} будет равна площади фигуры 1 – a – b – 2 на графике зависимости силы от перемещения (см. рисунок 3.2.).

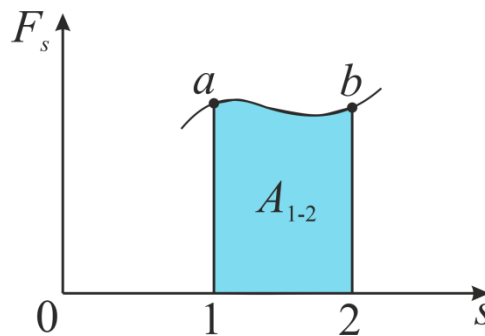


Рис. 3.2.

В частном случае, работа силы зависит от положения начальной и конечной точек и не зависит от формы пути. Силы, работа которых зависят только от начального и конечного положения движущейся материальной точки или тела и не зависят от формы траектории, называются *потенциальными*. Работа потенциальной силы по замкнутой траектории равна нулю. К потенциальным силам относятся силы тяготения, силы упругости и электростатические силы.

Для характеристики скорости совершения работы, вводится понятие *мощности*

$$N = \frac{dA}{dt}.$$

За время dt сила \vec{F} совершает работу $\vec{F}d\vec{r}$, и мощность, развиваемая этой силой, в данный момент времени $N = \frac{\vec{F}d\vec{r}}{dt} = \vec{F}\vec{v}$

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

т. е. равна скалярному произведению вектора силы на вектор скорости, с которой движется точка приложения этой силы. Мощность – величина скалярная. Единица мощности — ватт (Вт), $[N] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = 1 \text{ Вт}$.

3.2. Кинетическая и потенциальная энергия. Закон сохранения энергии в механике

Кинетическая энергия T точки – это энергия механического движения этой точки

$$T = \frac{mv^2}{2}.$$

Для системы n точек

$$T = \sum_{i=1}^n T_i = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}.$$

Из формулы видно, что кинетическая энергия зависит только от массы и скорости тела, т. е. кинетическая энергия системы есть функция состояния ее движения. Кинетическая энергия зависит от выбора системы отсчета.

Потенциальная энергия Π — это энергия взаимодействия системы тел, определяемая их взаимным расположением и характером сил взаимодействия. Если на пути 1-2 совершается работа потенциальной силы A_{1-2} , то она равна

$$A_{1-2} = -\Delta\Pi = \Pi_1 - \Pi_2.$$

Справедлива следующая формула

$$\Delta T = -\Delta\Pi,$$

которая показывает, что изменение кинетической энергии тела идет за счет убыли его потенциальной энергии, что хорошо видно при движении тел в поле силы тяжести. Последнее утверждение показывает, что один вид энергии превращается в другой. Сумма кинетической и потенциальной энергии точки есть полная энергия

$$E = T + \Pi.$$

При движении точки в потенциальном силовом поле её полная механическая энергия не изменяется, сохраняет свое значение

$$E = T + \Pi = E = \text{const}.$$

то есть справедлив закон сохранения и превращения полной механической энергии с течением времени.

Закон сохранения механической энергии связан с симметрией: однородностью времени. Однородность времени проявляется в том, что физические законы инвариантны относительно выбора начала отсчета времени.

3.3. Закон всемирного тяготения. Космические скорости

Гравитационное взаимодействие между телами осуществляется при посредстве гравитационного поля (поля тяготения). Это поле, наряду с другими полями и веществом, является одной из форм материи.

Для взаимодействующих тел справедлив закон всемирного тяготения. Между двумя материальными точками действуют силы взаимного притяжения (силы тяготения, гравитационные силы), прямо пропорциональные массам этих точек и обратно пропорциональные квадрату расстояния между ними

$$F_{\text{гр}} = G \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

где $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2}$ – гравитационная постоянная, m_1 и m_2 – массы взаимодействующих точек, r – расстояние между ними.

Закон всемирного тяготения в указанной форме справедлив не только для двух материальных точек, но и для тел произвольной формы, размеры которых во много раз меньше расстояний между центрами тяжести тел; тел со сферически-симметричным распределением масс. В этих случаях r – расстояние между центрами тяжести взаимодействующих тел.

В соответствии со вторым законом Ньютона сила тяжести

$$\vec{F}_T = m\vec{g}.$$

Сила тяготения и сила тяжести имеют одну и ту же природу (по Ньютону). Вблизи поверхности Земли, они равны $\vec{F}_{\text{гр}} = \vec{F}_T$ и можно вычислить величину ускорения свободного падения

$$G \frac{mM}{R^2} = mg,$$

где M – масса Земли, R – радиус Земли. Поскольку Земля несколько приплюснута на полюсах, т.е. радиус $R \neq \text{const}$, и вращается ускоренно, то значения ускорения свободного падения g различаются

на разных широтах в пределах 0,5% от своего среднего значения $g_0 = 9,80665 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$. В общем случае ускорение свободного падения будет зависеть от высоты h над поверхностью Земли, тогда в формуле ускорения в знаменателе надо брать сумму $R + h$.

Примером свободного падения тела является движение спутника вокруг Земли. Космический корабль, летящий по околоземной орбите с выключенными двигателями, движется с ускорением g (он все время «падает» и не может «упасть» на Землю). Спутником Земли может быть любое тело, если ему сообщить определенную скорость движения. В зависимости от формы, различают *круговую* и *параболическую* траектории движения тела на высоте h над поверхностью в гравитационном поле Земли. Эти скорости не зависят от массы движущегося тела, а значит являются характеристиками самого поля. Для каждой из них справедливы следующие формулы

$$v_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{GM}{R+h}} \quad \text{и} \quad v_{\text{пар}} = \sqrt{\frac{2GM}{R+h}} = \sqrt{2}v_{\text{кр}}.$$

Если эти скорости сообщаются близ поверхности Земли, т.е. $h \ll R$, то эти скорости становятся первой и второй космическими скоростями, значение которых

$$v_I = \sqrt{\frac{GM}{R}} = 7,97 \frac{\text{км}}{\text{с}} \quad \text{и} \quad v_{II} = \sqrt{2}v_I = 11,18 \frac{\text{км}}{\text{с}}.$$

Первая космическая скорость – это скорость, которую надо сообщить телу у поверхности Земли, чтобы оно двигалось по круговой орбите и не падало на Землю.

Вторая космическая скорость – это скорость, которую надо сообщить телу, чтобы оно преодолело гравитацию Земли и улетело «на бесконечность» (условно, на границе сферы действия Земли), став искусственным спутником Солнца.

4. МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВ. ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСВЕЛЛА – БОЛЬЦМАНА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Модель идеального газа.](#)

[Основное уравнение молекулярно-кинетической теории газов.](#)

[Распределение Максвелла-Больцмана. Средняя кинетическая энергия движения молекул.](#)

[Закон Больцмана. Барометрическая формула.](#)

[Уравнение Менделеева-Клапейрона.](#)

4.1. Модель идеального газа

В молекулярно-кинетической теории (МКТ) основной теоретической моделью для изучения газообразного состояния вещества является модель *идеального газа*, который отвечает следующим свойствам.

- (1) Объем молекулы пренебрежимо мал по сравнению с объемом V сосуда.
- (2) Между молекулами и атомами газа *нет взаимодействия*.
- (3) Столкновения между молекулами и атомами газа, а также со стенками сосуда при хаотическом движении считаются *абсолютно упругими*.

Свойства реальных газов при небольших давлениях близки к свойствам идеального. Параметрами состояния идеального газа являются *давление* – p , *объем* – V и *температура* T (по шкале Кельвина).

Количество частиц (молекул, атомов, ионов) в единице *объема* называется *концентрацией*

$$n = \frac{N}{V}.$$

Количеством вещества ν называется физическая величина, определяемая числом структурных элементов – молекул, атомов или ионов, из которых состоит вещество. Так как массы отдельных структурных элементов (например, молекул) отличаются друг от друга, то одинаковые количества разных веществ имеют разную массу.

Число атомов (молекул или других структурных единиц), содержащихся в одном моле вещества, называется постоянной Авогадро

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Молярная масса

$$\mu = m_0 N_A,$$

где m_0 – масса одного структурного элемента (атома, молекулы, иона).

Количество вещества массой m определяется выражением

$$\nu = \frac{m}{\mu} = \frac{N}{N_A},$$

где N – число структурных элементов (атомов, молекул, ионов).

При нормальных условиях, т.е.

$$p_0 = p_{\text{атм}} = 101325 \text{ Па}, T_0 = 273 \text{ К (или } t_0 = 0^\circ\text{C)}$$

объем одного моля газа равен

$$V_\mu = 22,41 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}.$$

Закон Дальтона. Давление смеси идеальных газов p равно сумме парциальных давлений p_i входящих в неё газов

$$p = \sum_{i=1}^n p_i,$$

где n число газов в смеси.

Парциальное давление – это давление газа на те же стенки сосуда, если бы он один находился в нем.

4.2. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории газов

Давление идеального газа на стенку сосуда можно найти из *основного уравнения МКТ* (см. школьный курс)

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \overline{v^2},$$

где m_0 – масса молекулы, $\overline{v^2}$ – средняя квадратичная скорость движения молекул газа. Причем

$$\overline{v^2} = \frac{\sum_{i=1}^N v_i^2}{N},$$

N – число молекул газа, квадраты скоростей которых усредняются.

Тогда основное уравнение МКТ можно преобразовать таким образом

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m_0 \overline{v^2}}{2} = \frac{2}{3} n \bar{E}_k,$$

где \bar{E}_k – средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул газа.

4.3. Распределение Максвелла – Больцмана. Средняя кинетическая энергия движения молекул

При хаотическом движении молекул в газе величина скорости движения становится случайной величиной. Максвеллом было рассчитано распределение вероятностей по скоростям движения молекул, которое показывает, с какой вероятностью у произвольно выбранной молекулы в газе появится величина скорости, попадающая случайно в единичный интервал скоростей.

$$f(v) = \frac{dp}{dv} = 4\pi \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\alpha v^2},$$

где величина dp характеризует вероятность или (в эксперименте) долю молекул

$$dp = \frac{dN}{N},$$

скорость которых попадает в интервал скоростей от v до $(v + dv)$.

Таким образом, функция распределения $\frac{dp}{dv}$ имеет смысл плотности вероятности. Эту функцию называют **распределением Максвелла по величине скорости**. Параметрами, характеризующими распределение, кроме константы α , являются скорости

→ наиболее вероятная v_H ,

→ средняя $v_{cp} = \langle v \rangle$,

→ среднеквадратичная $v_{кв} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$.

Вид функции распределения графически представлен на рисунке.

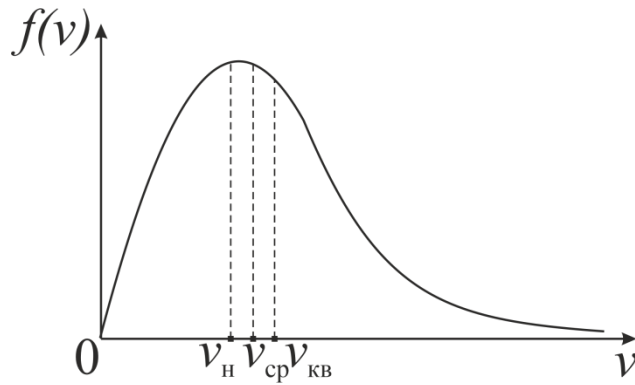


Рис. 4.1.

Зная зависимость $f(v)$ можно рассчитать величины этих скоростей. Получить величину наиболее вероятной скорости несложно, взяв производную от функции распределения и приравняв ее к нулю (условие максимума). Для вычисления двух других скоростей нужно воспользоваться расчетом среднего и среднеквадратичного значения случайной величины x из теории вероятностей

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx, \quad \langle x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 f(x) dx.$$

Приведем результат расчета, после замены переменной x на v , а $f(x)$ на $f(v)$

$$v_H = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}, \quad \langle v \rangle = \frac{2}{\sqrt{\pi\alpha}}, \quad v_{\text{кв}} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3}{2\alpha}}.$$

В опытах Штерна по распределению молекул (атомов) серебра по скоростям эта закономерность была подтверждена. При различных температурах T газа экспериментальная кривая этой функции менялась следующим образом, показанном на рисунке 4.2.

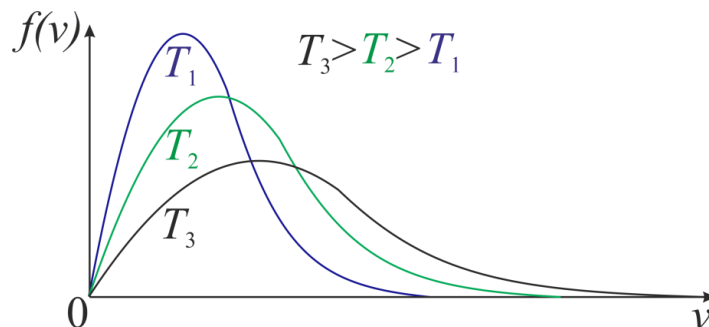


Рис. 4.2.

Из определения температуры, как меры средней кинетической энергии молекул газа, легко выяснить физический смысл параметра α , используя последнее равенство и следствие основного уравнения МКТ:

$$\frac{3}{2}kT = \langle E_k \rangle = \left\langle \frac{mv_{\text{KB}}^2}{2} \right\rangle = \frac{m}{2} \frac{3}{2\alpha},$$

где скобки $\langle \ \rangle$ обозначают расчет среднего значения величины. Отсюда следует

$$\alpha = \frac{m}{2kT}.$$

Вид распределения Максвелла по скоростям будет выглядеть следующим образом

$$f(v) = \frac{dp}{dv} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}.$$

Что полностью совпадает с экспериментальной зависимостью распределения Максвелла от температуры.

Для решения задач, необходимо помнить, что по отношению к газу «в целом» эта функция показывает, какова доля всех молекул газа обладает скоростями, попадающими в единичный интервал скоростей, то есть,

$$f(v) = \frac{dN}{Ndv}.$$

4.4. Закон Больцмана. Барометрическая формула

Анализируя распределение Максвелла по скоростям, и переходя от скоростей молекул к их энергии ε , Больцман рассчитал функцию распределения молекул газа по состояниям с энергией ε

$$f(\varepsilon) = \frac{dp}{d\varepsilon} = Ae^{-\frac{\varepsilon}{kT}}.$$

Здесь энергия молекул может быть как кинетическая (по Максвеллу), так и потенциальная. Поэтому полученное выражение называют *распределением Максвелла-Больцмана*. В частности, для распределения молекул газа в атмосфере по высоте, из этого распределения следует *формула Больцмана*

$$N(h) = N(0)e^{-\frac{mgh}{kT}},$$

которая хорошо согласуется с экспериментальной барометрической формулой закона Торичелли.

4.5. Уравнение Менделеева – Клапейрона

Исходя из основного уравнения МКТ и расчета средней энергии на основе распределения Максвелла, получим связь между термодинамическими параметрами идеального газа: давлением, объемом и температурой.

$$p = \frac{2}{3} n \langle E_k \rangle = \frac{2}{3} kT.$$

Учитывая, что концентрация молекул равна для одного моля газа ($\nu = 1$) $n = \frac{N_A}{V}$, получим

$$pV = \frac{3}{2} kN_A T,$$

или введя универсальную газовую постоянную и число молей ν , получим *уравнение Менделеева – Клапейрона*

$$pV = \nu RT,$$

где *универсальная газовая постоянная*

$$R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}.$$

Ее физический смысл – это энергия, необходимая для нагревания одно моля газа на 1 К.

Величина, равная отношению универсальной газовой постоянной к постоянной Авогадро, называется *постоянной Больцмана*

$$k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}.$$

Физический смысл постоянной Больцмана – это энергия приходящаяся на одну молекулу газа, при его нагревании на 1 К.

Для решения задач можно записать еще одну формулу основного уравнения МКТ

$$p = n kT.$$

Число независимых движений, которые может совершать точка (система точек) называется числом степеней свободы i . Так у материальной точки $i = 3$, у двух жестко связанных точек – $i = 5$, у трех – $i = 6$. Число степеней свободы у молекулы в классической теории

$$i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}}.$$

Так у молекул O_2 и N_2 $i = 3_{\text{пост}} + 2_{\text{вращ}}$. $\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2}kT$ -

Средняя энергия молекулы имеющей i степеней свободы

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2}kT.$$

При $i = 1$ имеем $\bar{\varepsilon}_1 = \frac{1}{2}kT$ - энергия, приходящаяся на одну степень свободы.

В идеальном газе (где нет взаимодействия) вся внутренняя энергия обеспечивается кинетической формой движения. Поэтому для ν молей газа можно записать внутреннюю энергию идеального газа

$$U = \bar{\varepsilon}\nu N_A = \frac{i}{2}kTN_A\nu = \frac{i}{2}\nu RT = \frac{i}{2}\frac{m}{\mu}RT.$$

Общее эмпирическое уравнение состояния идеального газа носит название *уравнения Клапейрона* и выглядит так:

$$\frac{pV}{T} = B = \text{const},$$

где B - газовая постоянная, у каждого газа своя.

5. ТЕРМОДИНАМИКА. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К ИЗОПРОЦЕССАМ. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Первый закон термодинамики и его применение к изопроцессам.](#)

[Уравнение Пуассона для адиабатного процесса.](#)

[Второй закон термодинамики.](#)

5.1. Первый закон термодинамики и его применение к изопроцессам

Энергетический подход к термодинамическим системам позволяет ввести три основных вида энергий, участвующих в процессах с газами: количество теплоты δQ , получаемое системой, изменение внутренней энергии системы dU и элементарную работу, которую совершает идеальный газ при расширении δA .

Способность вещества получать или отдавать количество теплоты при нагревании (охлаждении) характеризуется теплоемкостью системы. При этом используются следующие виды теплоемкости: удельная теплоемкость c и молярная при постоянном объеме C_V и при постоянном давлении C_p .

Определим, соответственно, теплоемкость как такое количество теплоты, которое необходимо для изменения температуры единицы массы вещества, либо одного моля вещества при постоянном объеме, или одного моля вещества при постоянном давлении. Математически, эти определения представим следующим образом

$$c = \frac{\delta Q}{m dt}, \quad [c] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}}.$$

Теплоемкости при постоянной температуре и в адиабатном процессе, идущем без обмена количеством теплоты не применяются, так как очевидно, что

$$C_{V(\text{при } T=\text{const})} = C_{p(\text{при } T=\text{const})} = \infty, \quad C_{A(\text{при } dQ=0)} = 0.$$

Из определения теплоемкости следует формула расчета для количества теплоты, получаемого системой при нагревании

$$\delta Q = c m dT.$$

Аналогично вводятся величины *удельной теплоты парообразования (конденсации) r* , *плавления (кристаллизации) λ* и *теплоты сгорания топлива q* .

Тогда для вычисления количества теплоты, при решении задач, будем иметь

$$\delta Q = r dm, \quad \delta Q = \lambda dm, \quad \delta Q = q dm.$$

Энергия, определяющая состояние системы, называется *внутренней энергией системы U* и тогда, в изолированном равновесном состоянии по закону сохранения и превращения энергии не меняется с течением времени. Так как по определению внутренняя энергия является функцией состояния системы, и в замкнутом термодинамическом процессе не меняется.

Если система не замкнута, то она может взаимодействовать с окружающими подсистемами, входящими в общую систему, и ее внутренняя энергия, в общем случае для незамкнутых процессов, не сохраняется. Это взаимодействие может происходить не только путем обмена энергией излучения δQ , совершения работы δA , но и при обмене веществом, входящим в состав системы.

Если система не обменивается с окружающими системами количеством вещества, то внутренняя энергия изменяется за счет подводимого количества теплоты или совершения работы.

Закон сохранения и превращения энергии требует, чтобы соблюдался энергетический баланс, то есть между всеми перечисленными видами энергий должно существовать равенство между потреблением энергии и ее расходом. Тогда можно записать

$$\delta Q = dU + \delta A.$$

Работа, как и количество теплоты, является функцией процесса и, в общем случае, не должна являться функцией состояния, хотя и зависит от параметров системы.

Из определения работы, введенной в механике, легко получить выражение для расчета величины работы газа, в частном случае, при его расширении (см. рисунок 5.1.)

$$\delta A = F dx = p S dx = p dV,$$

где S – площадь сечения поршня, dx – перемещение поршня, F_x – проекция силы давления.

Закон сохранения энергии был получен и экспериментально проверен Майером и Джоулем и лег в основу первого закона термодинамики.

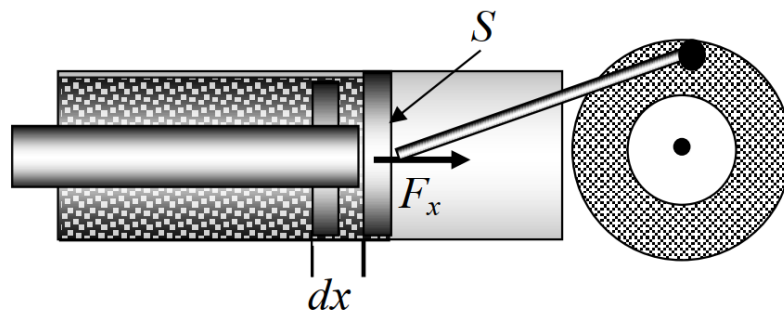


Рис. 5.1.

Окончательно (Майер и Джоуль), этот закон, называемый *первым законом термодинамики*, в современной трактовке предложенной Гельмгольцем будет читаться следующим образом: *количество теплоты, полученное системой, расходуется на изменение внутренней энергии системы и/или на совершение ею работы.*

Будем называть *термодинамическим процессом* любое изменение переменных состояния термодинамической системы.

Среди всех термодинамических процессов можно выделить четыре *изопроцесса*, протекающие или при неизменности какой-либо одной переменной состояния, или при отсутствии теплообмена с окружающими телами (системами).

При заданных условиях $T = const$, либо $p = const$, либо $V = const$ эти процессы, соответственно, называют *изотермическим*, *изобарическим* (изобарным) и *изохорическим* (изохорным), а при $\delta Q = 0$ – *адиабатическим* (адиабатным).

Исходя из уравнения состояния идеального газа для одного моля вещества, легко получить все зависимости переменных состояния для любого изопроцесса при $T = const$, $p = const$ и $V = const$, а также построить соответствующие графики процессов на диаграммах (p, V) , (p, T) , (T, V) , и вычислить изменения внутренней энергии, подводимое количество теплоты и совершаемую работу. Приведем лишь конечные результаты этих расчетов.

Изотермический процесс.

$$T = \text{const}, \quad p = \frac{RT}{V}, \quad dU = 0, \quad A_{1,2} = Q_{1,2} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

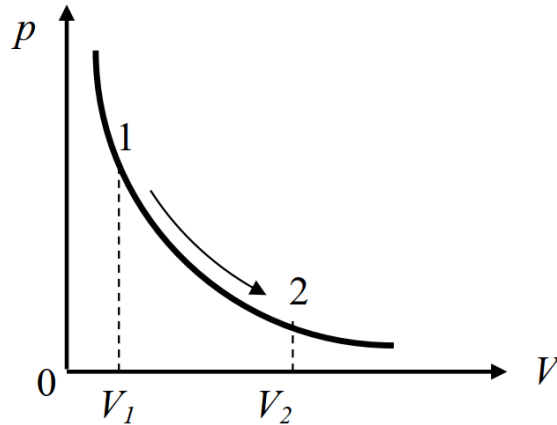


Рис. 5.2.

Изохорический процесс.

$$V = \text{const}, \quad p = \frac{RT}{V}, \quad \delta A = 0, \quad \Delta U_{1,2} = Q_{1,2} = C_V(T_2 - T_1).$$

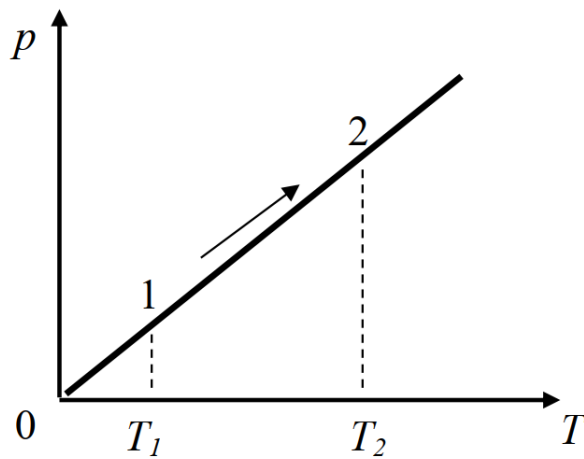


Рис. 5.3.

Изобарический процесс.

$$p = \text{const}, \quad V = \frac{RT}{p}, \quad A_{1,2} = p(V_2 - V_1) = R(T_2 - T_1),$$

$$\Delta U_{1,2} = C_V(T_2 - T_1), \quad Q_{1,2} = C_p(T_2 - T_1).$$

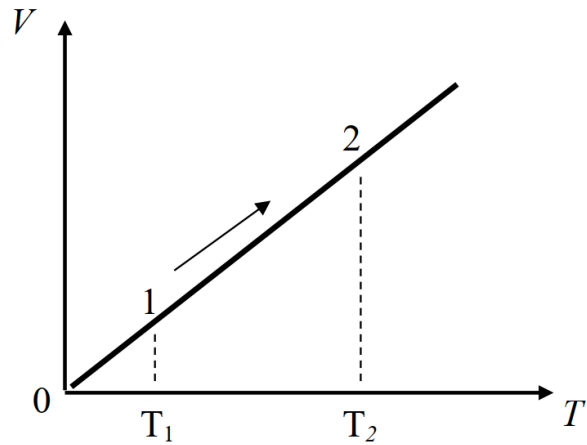


Рис. 5.4.

5.2. Уравнение Пуассона для адиабатного процесса

Используя первый закон термодинамики и уравнение состояния идеального газа, Пуассоном было получено уравнение адиабатного процесса при $\delta Q = 0$

$$pV^\gamma = const, \quad TV^{\gamma-1} = const, \quad pT^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} = const.$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} -$$

называется *коэффициентом Пуассона*.

5.3. Второй закон термодинамики

Тепловой машиной будем называть такую термодинамическую систему (рабочее тело), которая совершает механическую работу за счет подводимого к ней количества теплоты от внешнего источника энергии (нагревателя) и циклического процесса, позволяющего вернуть систему в начальное состояние.

Эксперименты, проведенные с термодинамическими системами, которые находятся в изолированной системе, показали, что существуют самопроизвольные необратимые процессы передачи количества теплоты от подсистем с большей температурой к подсистемам с меньшей.

Процесс передачи энергии заканчивается после наступления теплового равновесия, когда во всех точках системы температуры становятся одинаковыми.

Эти факты легли в основу первой формулировки *второго закона термодинамики*: *в замкнутой системе энергия всегда передается от нагретых тел к холодным самопроизвольно*. Иногда этот закон трактуется как «стремление» замкнутых систем к состоянию равновесия.

Если при обратимом изотермическом процессе, при температуре T_H , рабочее тело начнет совершать работу, находясь в контакте с нагревателем, то в случае обратимого процесса, используемого для создания периодически действующей машины, величина совершенной работы должна быть полностью затрачена на возврат рабочего тела в начальное состояние. Тогда выигрыш в работе оказывается равным нулю.

Если вывести рабочее тело из равновесия с нагревателем (условно говоря, разорвать контакт), то и в этом случае эксперимент показывает, что не всю полученную от нагревателя энергию удастся превратить в полезную работу.

Образно говоря законы термодинамики таковы, что мы не можем не только выиграть, как этого требует первый закон термодинамики, но и остаться «при своих». Это означает, что при повторении процесса совершения работы и возврата к контакту с нагревателем, рабочее тело оставляет часть полученной на предыдущем этапе энергии у себя, то есть внутренняя энергия его и температура увеличиваются. Продолжение работы машины приведет через несколько циклов к остановке процесса получения количества теплоты от нагревателя. Появляется необходимость введения третьего тела (холодильника), которому рабочее тело должно отдать избыток энергии после совершения работы. В этом случае, температура холодильника T_X должна быть ниже температуры рабочего тела.

После передачи холодильнику лишней энергии Q_X , рабочее тело может вернуться в первоначальное состояние за счет работы над системой ($A < 0$). Следовательно, циклически действующая тепловая машина должна иметь нагреватель, рабочее тело и холодильник.

Вторая формулировка *второго закона термодинамики* (по Клаузиусу) учитывает все приведенные выше обстоятельства и читается так: *невозможно создать циклически действующую тепловую машину, состоящую только из нагревателя и рабочего тела*.

Запишем первый закон термодинамики для одного цикла работы тепловой машины следующим образом

$$\oint \delta Q = \oint dU + \oint \delta A,$$

откуда следует, что

$$\oint \delta Q = \oint \delta A,$$

в цикле $\oint dU = 0$.

Можно записать, что $Q_{Ц} = A_{Ц}$ или $Q_{Н} - Q_{Х} = A_{Ц}$. Полученный результат позволяет определить коэффициент полезного действия тепловой машины стандартным образом как отношение полезной работы в цикле $A_{Ц}$ к энергии полученной от нагревателя $Q_{Н}$

$$\eta = \frac{A_{Ц}}{Q_{Н}} = \frac{Q_{Н} - Q_{Х}}{Q_{Н}} = 1 - \frac{Q_{Х}}{Q_{Н}}.$$

Структурная схема тепловой машины приведена на рисунке 5.5.

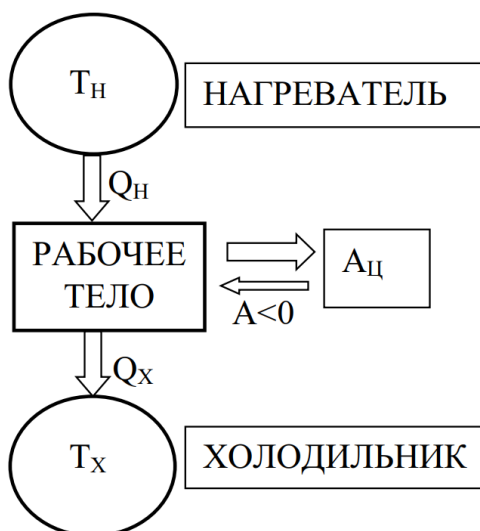


Рис. 5.5.

С практической точки зрения, возникает задача поиска оптимального цикла с максимальным коэффициентом полезного действия.

Эта задача была решена Карно, и соответствующий цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат (см. рисунок 5.6.), носит его имя.

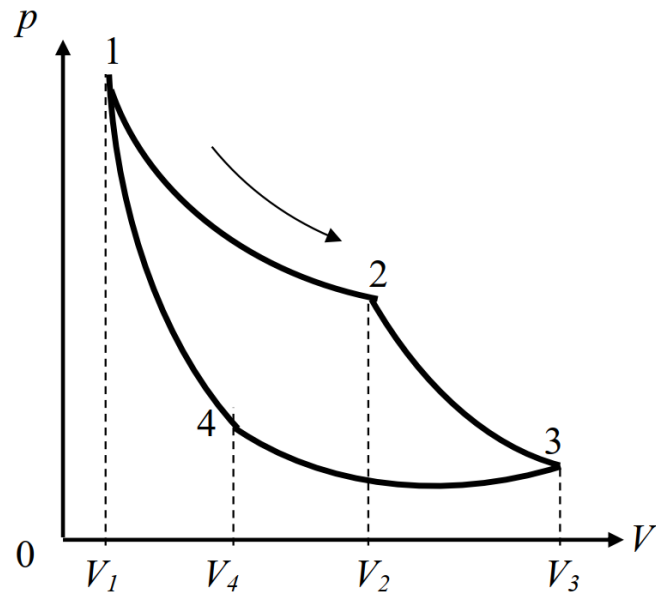


Рис. 5.6.

Коэффициент полезного действия цикла Карно вычисляется через температуры нагревателя и холодильника

$$\eta = \frac{T_H - T_X}{T_H} = 1 - \frac{T_X}{T_H}.$$

Можно доказать, что коэффициент полезного действия любой тепловой машины всегда по величине либо меньше, либо равен коэффициенту полезного действия в цикле Карно.

Еще одна формулировка второго закона термодинамики связана с понятием *энтропии* и стремлением замкнутой термодинамической системы к состоянию теплового равновесия, для достижения которого энергия передается самопроизвольно от нагретых тел к холодным.

Вычислим *изменение энтропии* ΔS при процессе теплопередачи в замкнутой системе из двух тел с различными температурами, которые обозначим T_H (для нагретого тела) и T_X (для холодного тела)

$$\Delta S = \frac{\Delta Q_H}{T_H} + \frac{\Delta Q_X}{T_X}.$$

Так как нагретое тело отдает количество теплоты, а холодное получает, то

$$-\Delta Q_H = \Delta Q_X.$$

Тогда

$$\Delta S = \frac{\Delta Q_H}{T_H} - \frac{\Delta Q_H}{T_X} = \Delta Q_H \left(\frac{1}{T_H} - \frac{1}{T_X} \right),$$

$$\Delta Q_H < 0, \quad \left(\frac{1}{T_H} - \frac{1}{T_X} \right) < 0 \Rightarrow \Delta S > 0.$$

Или

$$\Delta S = \frac{-\Delta Q_X}{T_H} + \frac{\Delta Q_X}{T_X} = \Delta Q_X \left(\frac{1}{T_X} - \frac{1}{T_H} \right),$$
$$\Delta Q_X > 0, \quad \left(\frac{1}{T_X} - \frac{1}{T_H} \right) > 0 \Rightarrow \Delta S > 0.$$

Таким образом, изменение энтропии положительно.

Возрастание энтропии в замкнутой системе и прекращение этого процесса в равновесии приводят к третьей формулировке *второго закона термодинамики: энтропия замкнутой системы возрастает*

$$\Delta S > 0.$$

Следствие. *Величина энтропии замкнутой системы в состоянии теплового равновесия максимальна.*

6. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Электростатика. Электрический заряд. Закон Кулона.](#)

[Электрическое поле. Напряженность электрического поля.](#)

[Работа сил электрического поля по перемещению заряда.](#)

[Потенциал. Разность потенциалов. Связь градиента потенциала с напряженностью.](#)

[Электрическая емкость. Конденсаторы. Энергия электрического поля.](#)

6.1. Электростатика. Электрический заряд. Закон Кулона

В электростатике рассматриваются свойства и взаимодействие неподвижных в инерциальных системах отсчета электрически заряженных тел или частиц, обладающих электрическим зарядом.

Физическая величина, характеризующая свойство тел или частиц вступать в электромагнитные взаимодействия и определяющая значения сил и энергий при таких взаимодействиях, называется *электрическим зарядом*.

Существует два типа зарядов: *положительные* (+ q) и *отрицательные* (− q).

Американским физиком Милликенем установлена дискретность электрического заряда. Любой заряд можно представить как целое число кратное *элементарному заряду* $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Для электрических зарядов справедлив закон сохранения. *Алгебраическая сумма зарядов любой замкнутой системы остается неизменной при любых процессах, происходящих внутри системы*

$$\sum_{i=1}^n q_i = const,$$

где n – число зарядов (заряженных тел) в системе.

Единицей электрического заряда является *кулон* – $[q] = 1 \frac{A}{c} = 1$ Кл, то есть 1 Кл – это заряд, проходящий через поперечное сечение проводника при силе тока 1 А за 1 с.

Точечный заряд – это заряженное тело, линейными размерами которого можно пренебречь.

Шарль Кулон в 1785 году при помощи крутильных весов сформулировал эмпирический закон взаимодействия точечных зарядов.

Закон Кулона. Два точечных заряда взаимодействуют друг с другом с силами равными по модулю и противоположными по направлению (по III закону Ньютона) $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ (см. рисунок 6.1.).

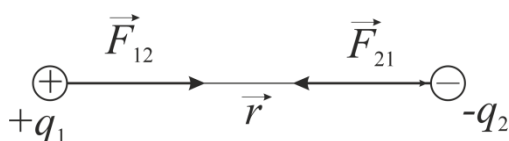


Рис. 6.1.

Величина (модуль) этой силы F_K пропорциональна произведению зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними

$$F_K = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

В векторной форме запишем

$$\vec{F}_K = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^3} \vec{r}.$$

Часто обозначают $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}$ – коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц, где ε – диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 – электрическая постоянная, равная $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н}\cdot\text{м}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$, где Ф (фарад) – единица емкости.

Откуда следует, что $k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{М}}{\text{Ф}}$, при $\varepsilon = 1$, т.е. в вакууме.

Диэлектрическая проницаемость среды показывает во сколько раз сила взаимодействия точечных зарядов в вакууме F_0 больше, чем в среде F

$$\varepsilon = \frac{F_0}{F}.$$

Поэтому $\varepsilon \geq 1$. В воздухе обычно считают $\varepsilon \approx 1$.

6.2. Электрическое поле. Напряженность электрического поля

Действие одного заряда на другой говорит о существовании вокруг них *электрического поля*.

Поле неподвижных зарядов называют *электростатическим*. Электростатическое поле одна из форм существования материи.

Силовой характеристикой поля в каждой точке является *напряженность электрического поля* \vec{E} .

Напряженность – величина векторная, направление которой совпадает с направлением действия силы, действующей на положительный заряд, помещенный в данную точку поля.

Величина напряженности численно равна силе, действующей на единичный положительный заряд, помещенный в данную точку поля

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}.$$

Напряженность измеряется в *вольт на метр* – $[E] = 1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}} = 1 \frac{\text{В}}{\text{м}}$.

Для точечного заряда напряженность равна

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{r^2},$$

или в векторной форме

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r}.$$

Для визуализации поля используют *силовые линии*, то есть такие линии, вектор напряженности в каждой точке которой направлен по касательной. На рисунке представлено поле диполя (см. рисунок 6.2.). Силовая линия начинается на положительных зарядах, а заканчивается – на отрицательных. Густота силовых линий определяет величину напряженности.

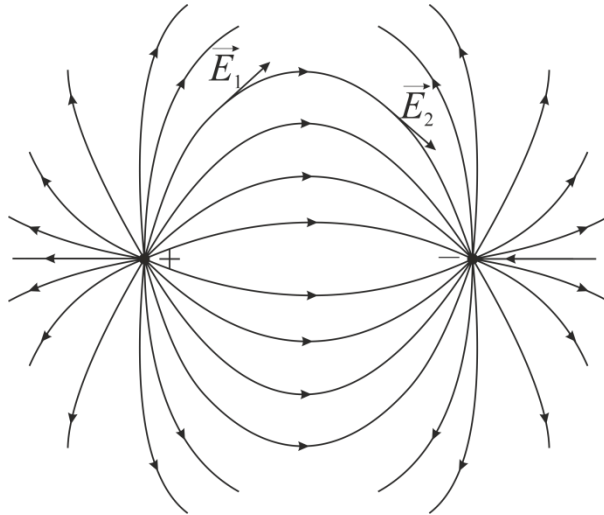


Рис. 6.2.

Интегральной характеристикой силового векторного поля является поток вектора напряженности Φ_E .

Элементарный поток вектора напряженности через площадку $d\vec{S} = dS\vec{n}$ (см. рисунок 6.3.) определяется следующим образом

$$d\Phi_E = \vec{E} d\vec{S} = E_n dS,$$

где $E_n = E \cos \alpha$. Тогда поток через всю площадку S равен

$$\Phi_E = \int_S d\Phi_E = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E_n dS.$$

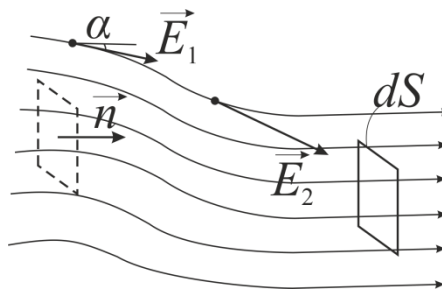


Рис. 6.3.

Если S – замкнутая поверхность, то величина потока

$$\Phi_E = \oint_S d\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S E_n dS$$

говорит о наличии (или отсутствии) внутри поверхности S электрических зарядов. Каждый заряд является либо источником

(силовые линии выходят из точки, где он расположен), либо стоком силовых линий (если силовые линии входят в точку).

→ Если $\Phi_E > 0$, то внутри поверхности положительные заряды преобладают (больше источников).

→ Если $\Phi_E < 0$, то внутри поверхности отрицательные заряды преобладают (больше стоков).

→ Если $\Phi_E = 0$, то внутри поверхности либо нет зарядов, либо их алгебраическая сумма равна нулю.

Для электрического поля справедлив *принцип суперпозиции (наложения) электрического поля*. Напряженность поля системы точечных зарядов равна векторной сумме напряженностей полей каждого заряда

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i.$$

Для расчета полей системы зарядов используется *теорема Остроградского-Гаусса*. Поток через замкнутую поверхность равен сумме зарядов, заключенных внутри данной поверхности. Теорема позволяет упростить процесс вычисления напряженности поля системы электрических зарядов.

Для дискретного распределения зарядов внутри поверхности S

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i.$$

Для непрерывного распределения зарядов, заданных объемной плотностью ρ

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_V \rho dV,$$

где $\rho = \frac{dq}{dV}$, а $\sum_{i=1}^n q_i = \int_V \rho dV$.

6.3. Работа сил электрического поля по перемещению заряда. Потенциал. Разность потенциалов. Связь градиента потенциала с напряженностью

При помещении пробного положительного заряда q_0 в электростатическое поле заряда $q > 0$, он будет выталкиваться в бесконечность.

Говорят, что поле заряда q совершает работу на пути 1 – 2

$$A_{1-2} = \int_{r_1}^{r_2} dA = \int_{r_1}^{r_2} \vec{F} d\vec{l}.$$

Из рисунка 6.4. видно

$$\vec{F} d\vec{l} = F \underbrace{dl \cos \alpha}_{dr} = F dr = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} dr,$$

откуда

$$A_{1-2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r_1}^{r_2} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{qq_0}{r_1} - \frac{qq_0}{r_2} \right),$$

$$A_{1-2} = k \left(\frac{qq_0}{r_1} - \frac{qq_0}{r_2} \right).$$

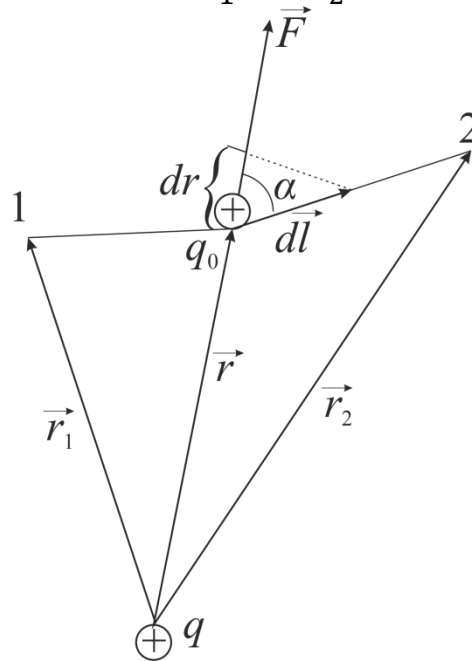


Рис. 6.4.

Так как $A_{1-2} = E_{П1} - E_{П2}$, то

$$E_{П} = k \frac{qq_0}{r}.$$

Как видно из формул, работа A_{1-2} не зависит от формы траектории, а зависит только от начального и конечного положения. Следовательно, такое поле является потенциальным.

Введем энергетическую характеристику электрического поля, которую называют потенциалом φ .

Потенциалом φ называется физическая величина, численно равная потенциальной энергии единичного заряда, помещенного в данную точку

$$\varphi = \frac{E_{\Pi}}{q_0}.$$

Если $r_2 = \infty$, то есть заряд перемещается из данной точки поля на бесконечность, то потенциальная энергия поля $E_{\Pi 2} = 0$, а работа по перемещению $A_{1-\infty} = E_{\Pi 1}$. Тогда потенциал в данной точке поля равен

$$\varphi = \frac{A_{1-\infty}}{q_0}.$$

Физический смысл потенциала. Потенциал электрического поля – это физическая величина, численно равная работе по перемещению его из данной точки поля в бесконечность.

Таким образом, потенциал поля точечного заряда в точке на расстоянии r от него равен

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{r}.$$

Для графического представления поля с помощью потенциала, используется поверхности равного потенциала $\varphi = const$, называемые *эквипотенциальными поверхностями*.

Разностью потенциалов (напряжением) называется величина

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{1-2}}{q_0}.$$

Измеряется потенциал, как и напряжение в *вольтах* - $[\varphi] = [U] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{Кл}} = 1 \text{ В}$.

Работа сил поля при перемещении заряда из точки 1 в точку 2 может быть найдена следующим образом

$$A_{1-2} = \int_{r_1}^{r_2} dA = \int_{r_1}^{r_2} \vec{F} d\vec{l} = \int_{r_1}^{r_2} q_0 \vec{E} d\vec{l}.$$

Подставляя последнюю формулу в предыдущую, получим формулу, связывающую напряженность и потенциал

$$U = \int_{r_1}^{r_2} \vec{E} d\vec{l}.$$

Для *однородного поля*, полученного между параллельными пластинами (плоский конденсатор) с зазором d между ними, последняя зависимость запишется так

$$U = \int_{r_1}^{r_2} \vec{E} d\vec{l} = \int_{r_1}^{r_2} E dl = Er \Big|_{r_1}^{r_2} = E(r_2 - r_1) = Ed.$$

Это формула связи между напряженностью и потенциалом в плоском конденсаторе.

Потенциал в точке поля, созданного несколькими зарядами находится по *принципу суперпозиции* полей как алгебраическая сумма

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i.$$

Существует связь между силовой (E) и энергетической (φ) характеристиками поля $\vec{E} = -\text{grad } \varphi$,

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi.$$

То есть напряженность электростатического поля направлена в сторону убыли потенциала. Силовые линии напряженности \vec{E} всегда перпендикулярны к эквипотенциальной поверхности (см. рисунок 6.5.).

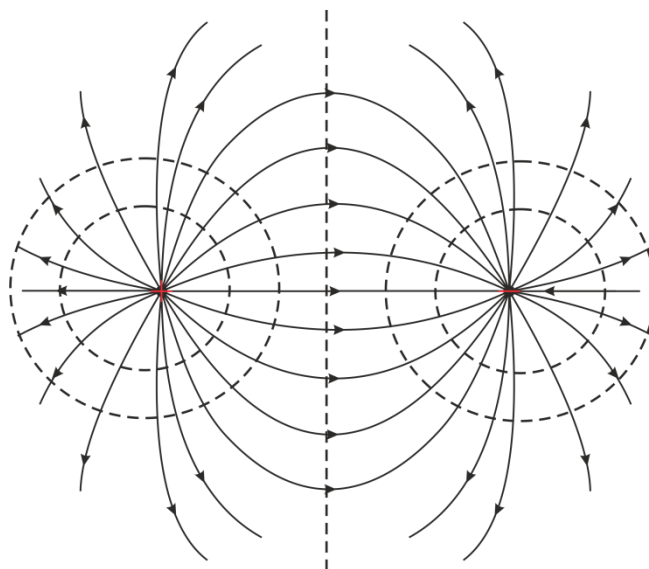


Рис. 6.5.

6.4. Электрическая емкость. Конденсаторы. Энергия электрического поля

Заряд уединенного проводника пропорционален его потенциалу, т.е.

$$q = C\varphi,$$

где C – коэффициент пропорциональности, называемый *электроемкостью* уединенного проводника

$$C = \frac{q}{\varphi}.$$

Измеряется электроемкость в *фарадах* – $[C] = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{В}} = 1 \text{ Ф}$.

1 Ф – численно равен заряду при изменении потенциала проводника на единицу.

Два и более уединенных проводника (обкладки), на которых накапливаются электрические заряды, называются конденсатором.

При этом емкость конденсатора определяется как

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U'}$$

где φ_1 и φ_2 – потенциалы обкладок конденсатора.

В зависимости от формы обкладок различают плоские, цилиндрические и сферические конденсаторы. Тогда

→ емкость плоского конденсатора равна

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d},$$

где S – площадь перекрытия пластин, d – зазор между ними (толщина диэлектрика);

→ емкость цилиндрического конденсатора

$$C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}},$$

где l – длина обкладок (высота цилиндров);

→ емкость сферического конденсатора

$$C = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1},$$

где r_1 и r_2 – радиусы сферических обкладок, причем $r_2 > r_1$.

Конденсаторы могут быть соединены в цепи последовательно или параллельно друг другу.

Суммарная емкость рассчитывается по формулам

→ при параллельном соединении

$$C = \sum_{i=1}^n C_i;$$

→ при последовательном соединении

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}.$$

Определим энергию электрического поля. Если есть система из n – точечных неподвижных зарядов, то её энергию взаимодействия можно найти как

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i,$$

где φ_i – потенциал созданный в точке расположения заряда q_i всеми остальными зарядами кроме -ого.

Для уединенного проводника энергия может быть рассчитана по формуле

$$W = \frac{1}{2} \frac{q\varphi}{2}$$

где φ – потенциал поля проводника.

Энергия поля конденсатора равна

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C},$$

где C – емкость конденсатора, U – разность потенциалов обкладок, q – заряд, накопленный на обкладке.

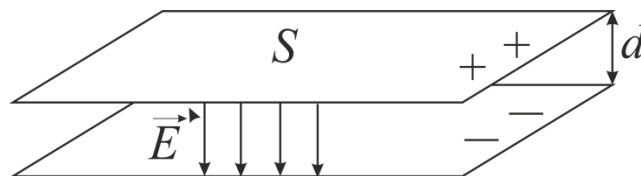


Рис. 6.6.

В области между обкладками плоского конденсатора находится однородное электростатическое поле (см. рисунок 6.6.) с напряженностью \vec{E} , энергию которого можно посчитать с учетом ранее записанных формул так

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0SE^2d^2}{d \cdot 2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0E^2}{2} \widetilde{Sd},$$

откуда следует, что энергия электростатического поля

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0E^2}{2}V,$$

Можно рассчитать также объемную плотность энергии электрического поля, она будет равна

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0E^2}{2}.$$

7. ЗАКОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Постоянный электрический ток. Сила тока. Напряжение.](#)

[Сопротивление. Зависимость сопротивления от температуры.](#)

[Закон Ома для однородного участка цепи.](#)

[Закон Ома для полной цепи. Работа и мощность тока. Закон](#)

[Джоуля-Ленца.](#)

[Первый и второй законы Кирхгофа.](#)

[Ток в электролитах. Законы Фарадея для электролиза. Ток в газах.](#)

[Проводимость полупроводников.](#)

7.1. Постоянный электрический ток. Сила тока.

Напряжение. Сопротивление. Зависимость сопротивления от температуры. Закон Ома для однородного участка цепи

Если к концам проводника приложена разность потенциалов, то в нем со скоростью света c распространится электрическое поле, которое приводит к упорядоченному движению свободных электронов внутри проводника. Это явление называется *электрическим током*.

Таким образом, упорядоченное движение электрических зарядов называется электрическим током. Электрический ток может быть постоянным, переменным, пульсирующим (см.рисунок 7.1.).

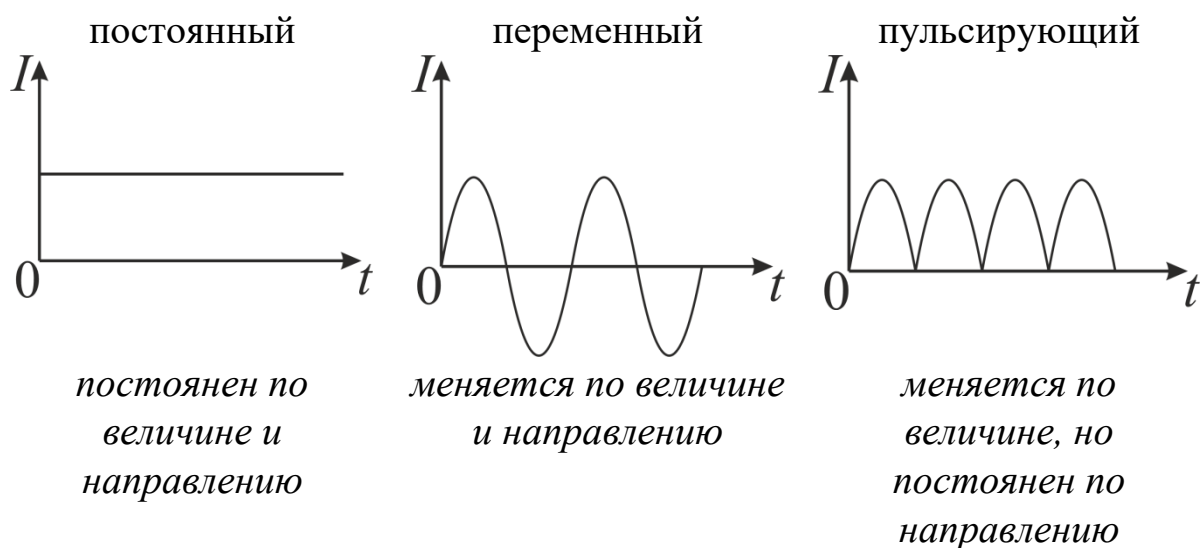


Рис. 7.1.

Направление тока совпадает с движением положительно заряженных частиц, но для электронов ток направлен против их движения.

Количественной мерой электрического тока служит *сила тока* (или величина тока) I – это скалярная физическая величина, равная величине заряда, прошедшего через поперечное сечение проводника в единицу времени (рисунок 7.2.)

$$I = \frac{dq}{dt}.$$

На рисунке $\varphi_1 > \varphi_2$.

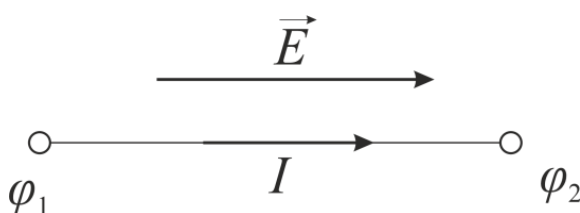


Рис. 7.2.

Единица силы тока – *ампер*, $[I] = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{с}} = 1 \text{ А}$.

Физическая величина, определяемая силой тока, приходящейся на единицу площади поперечного сечения проводника называется *плотностью тока*

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}.$$

Плотность тока — вектор, ориентированный по направлению тока, т. е. направление вектора \vec{j} совпадает с направлением упорядоченного движения положительных зарядов.

Выразим силу и плотность тока через скорость \vec{v} упорядоченного движения зарядов в проводнике (скорость дрейфа). При концентрации n носителей тока элементарного заряда e (что не обязательно для ионов), за время Δt через поперечное сечение S проводника переносится заряд

$$dq = Ne = \underbrace{nV}_N e = ne \underbrace{dl}_V S = neS \underbrace{vdt}_{dl}.$$

Сила тока $I = \frac{dq}{dt} = ne\bar{v}S,$

$$I = \frac{dq}{dt} = nevS,$$

а плотность тока $\vec{j} = ne\vec{v}.$

$$\vec{j} = ne\vec{v}.$$

Для того, чтобы в проводнике шел постоянный электрический ток, необходимо внутри проводника поддерживать электрическое поле с напряженностью

$$E = -\frac{d\varphi}{dl}.$$

Следовательно

$$d\varphi = -E dl,$$

тогда

$$\int_1^2 d\varphi = -E \int_0^l dl,$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -El,$$

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = El,$$

$$U = \frac{E}{l}.$$

$U = \varphi_1 - \varphi_2$ – есть *падение потенциала* на участке 1 – 2 или *напряжение*.

Электрическое напряжение или разность потенциалов U – это скалярная величина, численно равная работе по перемещению единичного положительного заряда между двумя точками цепи за счет сил электрического поля

$$U = \frac{A}{q}; [U] = B.$$

В 1826 г. Г.Ом установил зависимость силы тока от напряжения и получил закон.

Закон Ома для участка цепи в интегральной форме. Величина тока пропорциональна напряжению

$$I = \frac{U}{R}.$$

R – *сопротивление проводника*, характеризующее его свойство препятствовать движению заряженных частиц.

Сопротивление зависит от размеров и формы проводника, а также от вещества проводника

$$R = \frac{\rho l}{S},$$

где ρ – удельное сопротивление проводника, у каждого вещества свое, измеряемое в *ом-метрах* - $[\rho] = 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$; l – длина проводника, S – площадь поперечного сечения. Единица сопротивления – *ом*

$$[R] = 1 \text{ Ом}.$$

Величина, обратная сопротивлению называется *электрической проводимостью*

$$G = \frac{1}{R}.$$

Единица электрической проводимости – *сименс*, $[G] = 1 \text{ См}$.

Получим закон Ома в дифференциальной форме. Закон Ома в интегральной форме $I = \frac{U}{R}$, так как $R = \frac{\rho l}{S}$, то закон Ома запишется следующим образом

$$I = \frac{U}{l} \cdot \frac{S}{\rho}$$

или

$$\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \frac{U}{l}$$

где $\gamma = \frac{1}{\rho}$ – *удельная электрическая проводимость*. Тогда закон Ома запишется в векторном виде

$$\vec{j} = \gamma \vec{E}.$$

Это есть *закон Ома в дифференциальной форме*.

Сопротивление и удельное сопротивление проводника зависят от температуры. В первом приближении эту зависимость можно считать линейной

$$R = R_0(1 + \alpha t),$$

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t),$$

где R_0 и ρ_0 – значения сопротивлений при температуре 0°C , α – температурный коэффициент сопротивления, равный $\alpha \approx \frac{1}{273} \text{ K}^{-1}$.

Качественный ход температурной зависимости сопротивления металла представлен на рисунке 7.2. (кривая 1). Впоследствии было обнаружено, что сопротивление многих металлов (например, *Al*, *Pb*, *Zn* и др.) и их сплавов при очень низких температурах $T_k \sim (0,14 - 20) \text{ K}$, называемых критическими, характерных для каждого вещества, скачкообразно уменьшается до нуля (кривая 2), т. е. металл

становится абсолютным проводником. Впервые это явление, названное *сверхпроводимостью*, обнаружено в 1911 г. Г. Камерлинг-Оннесом для ртути.

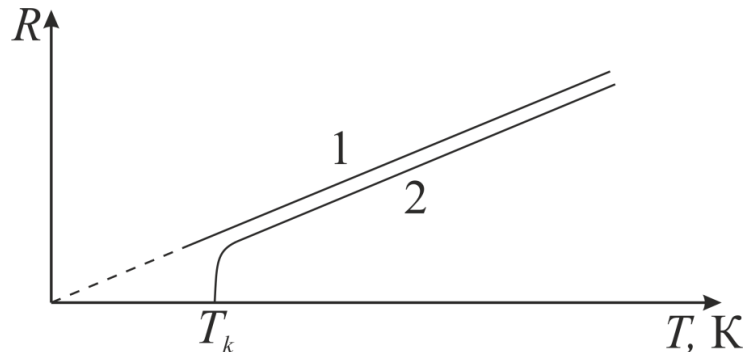


Рис. 7.2.

Соединение проводников может быть последовательным и параллельным.

При последовательном соединении (рисунок 7.3.)

1) сила тока во всех частях цепи одинакова

$$I = I_1 = I_2 = \dots = I_n = const;$$

2) падение напряжения на всем участке равно сумме падений напряжений на отдельных участках

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n;$$

3) общее сопротивление всего участка равно сумме сопротивлений отдельных проводников

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n.$$

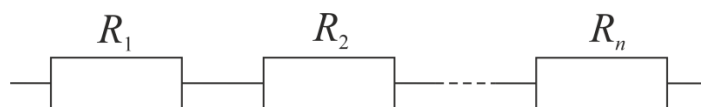


Рис.7.3.

При параллельном соединении проводников (рисунок 7.4.)

1) сила тока в неразветвленной части цепи равна сумме сил токов, текущих в разветвленных участках цепи

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_n;$$

2) падения напряжения в параллельно соединенных участках цепи одинаковы

$$U = U_1 = U_2 = \dots = U_n = const;$$

3) электропроводность параллельно соединенных проводников, равна сумме электропроводностей всех проводников

$$G = G_1 + G_2 + \dots + G_n;$$

или

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}.$$

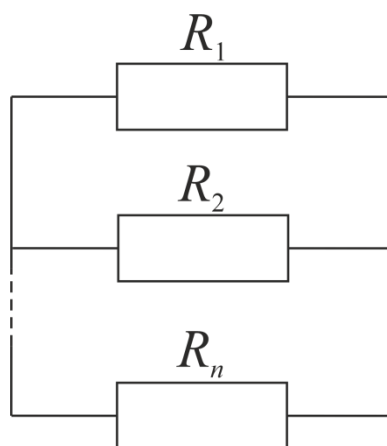


Рис.7.4.

Цепи, содержащие участки с параллельным соединением, называются «разветвленные» цепи.

7.2. Закон Ома для полной цепи. Работа и мощность тока.

Закон Джоуля – Ленца

Полная электрическая цепь содержит два участка (см. рисунок 7.5.). Первый участок – внешний, на концах которого создана разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2 = U$. Положительные заряды на этом участке движутся под действием сил электрического поля от точек с большим потенциалом к точкам с меньшим.

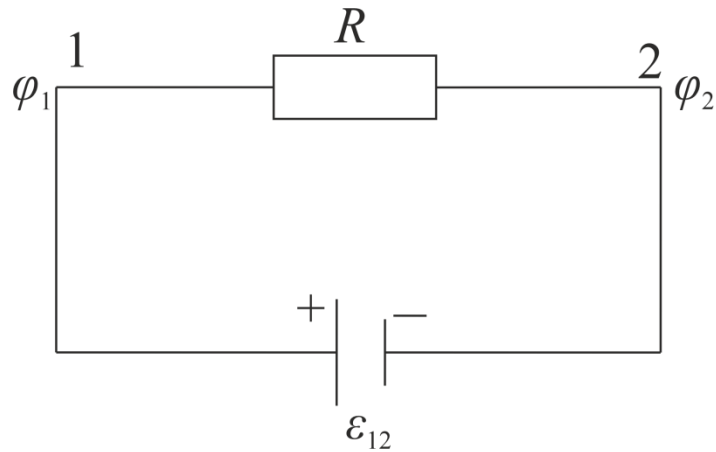


Рис. 7.5.

Второй участок – внутренний, на котором перенос положительного заряда происходит в сторону большего потенциала, то есть против сил электрического поля за счет сил неэлектрического происхождения, которые называются *сторонними силами*. Физическая величина, равная работе сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда называется *электродвижущей силой источника (ЭДС)*

$$\mathcal{E} = \frac{A_{\text{ст}}}{q_0}.$$

Переходя к полной цепи, учитывая напряженность поля сторонних сил, закон Ома в дифференциальной форме для полной цепи запишется

$$\vec{j} = \gamma(\vec{E} + \vec{E}_{\text{стор}}).$$

В интегральной форме закон Ома для полной цепи будет иметь вид

$$I = \frac{\mathcal{E}}{r + R},$$

где R – сопротивление внешнего участка цепи, r – сопротивление источника тока (внутреннего участка).

Элементарная работа по переносу заряда dq на участке цепи с напряжением U равна

$$dA = Udq.$$

Учитывая, что $dq = Idt$ и используя закон Ома для участка цепи получим

$$dA = IUdt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt.$$

Быстроту совершения работы, характеризует физическая величина, называемая *мощностью*

$$P = \frac{dA}{dt} = IU = I^2R = \frac{U^2}{R}.$$

Если в неподвижном металлическом проводнике вся работа идет на нагревание, т.е. выделение теплоты, то справедливо соотношение

$$dQ = dA,$$

$$dQ = IUdt = I^2Rdt = \frac{U^2}{R} dt$$

проинтегрировав которое получим *закон Джоуля-Ленца*

$$Q = IU\Delta t = I^2R\Delta t = \frac{U^2}{R} \Delta t.$$

7.3. Первый и второй законы Кирхгофа

Электрическая схема определяется следующими геометрическими понятиями: ветвь, узел, контур.

Ветвь – участок электрической цепи, вдоль которого протекает один и тот же ток.

Узел – точка в схеме, где сходится не менее трех ветвей. Тогда ветвь – участок электрической цепи от одного узла до другого.

Линии, связывающие ветви в схеме, представляют соединения без сопротивлений. (Поэтому схемы на рисунке 7.6. а и б содержат один узел.)

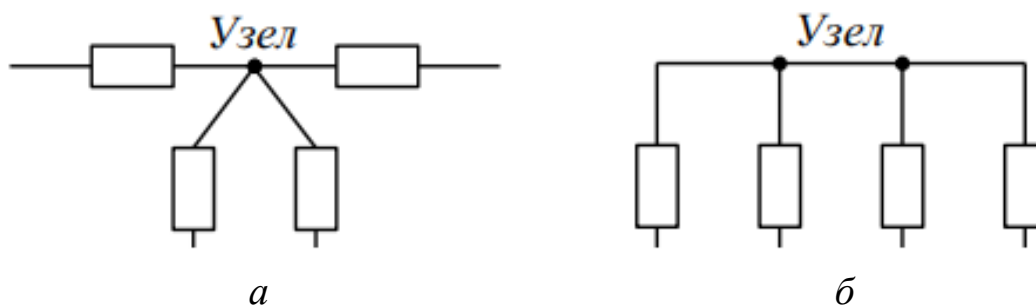


Рис. 7.6.

Ветви, присоединенные к одной паре узлов, называются параллельными.

Контур – замкнутый путь, проходящий по нескольким ветвям так, что ни одна ветвь и ни один узел не встречается больше одного раза. Независимыми контурами являются такие, при выборе которых

в каждый последующий контур входит хотя бы одна новая ветвь, не входившая в предыдущие (рисунок 7.7.).

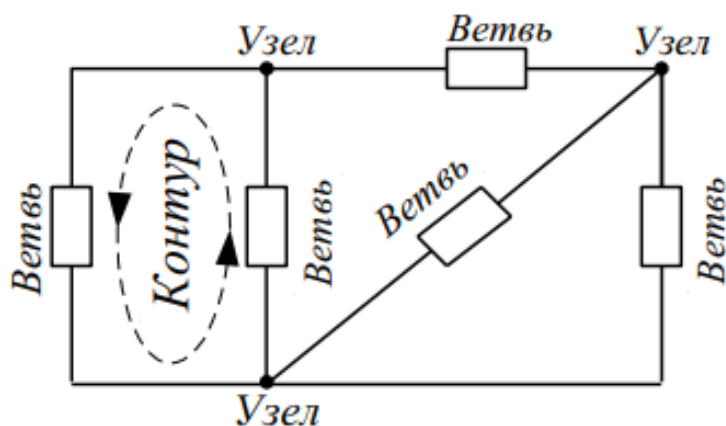


Рис. 7.7.

Классификация электрических цепей осуществляется в соответствии с характером элементов, из которых состоит цепь, и уравнений, которыми она описывается. Цепь, на всех участках которой протекает один и тот же ток, называется *неразветвленной*. Если же цепь содержит участки с различными токами, то она является *разветвленной*.

Для расчета разветвленных цепей используют законы (правила) Кирхгофа.

Первый закон Кирхгофа сформулирован для узла. Алгебраическая сумма токов в узле равна нулю

$$\sum_{k=1}^m I_k = 0.$$

Правило знаков: токи, одинаково направленные относительно узла, записывают с одинаковыми знаками.

Например, для узла, изображенного на рисунке 7.8. а, по первому закону Кирхгофа можно записать

$$I_1 + I_2 - I_3 - I_4 = 0.$$

Первый закон Кирхгофа является следствием *закона сохранения заряда*: заряд, приходящий за какой-то интервал времени к узлу, равен заряду, уходящему за это время от узла, т. е. электрический заряд в узле не накапливается и не расходуется.

Первый закон Кирхгофа применим не только к узлу, но и к любой замкнутой поверхности, охватывающей часть цепи. Так, например, для схемы на рисунке 7.8. б имеем

$$I_1 - I_2 - I_3 = 0.$$

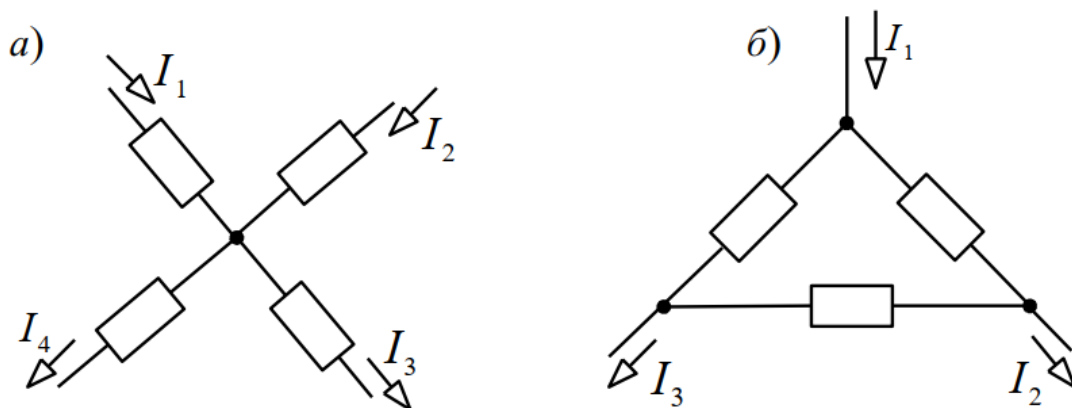


Рис. 7.8.

Второй закон Кирхгофа относится к контуру. Алгебраическая сумма напряжений на приемниках в любом контуре равна алгебраической сумме ЭДС, действующих в этом же контуре:

$$\sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i = \sum_{k=1}^m r_k I_k.$$

Для составления этого уравнения необходимо задаться направлением обхода контура, которое обычно обозначается на схеме стрелкой.

При алгебраическом суммировании ЭДС и напряжений следует брать со знаком «+» те из них, направления которых совпадают с направлением обхода, а со знаком «-», направленные противоположно обходу контура. Например, для контура, изображенного на рисунке 7.9., второй закон Кирхгофа можно записать в виде:

$$\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 = r_1 I_1 + r_2 I_2 + r_3 I_3.$$

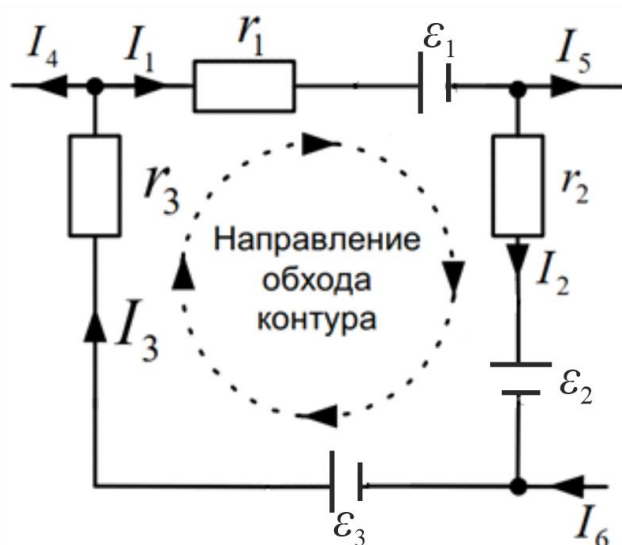


Рис. 7.9.

Второй закон Кирхгофа можно применять и для контуров, которые состоят не только из участков схемы, но и из напряжений между какими-либо точками схемы. Уравнение по второму закон Кирхгофа для участка на рисунке 7.10.

$$U_1 = \mathcal{E} - r_{\text{вн}} I_1.$$

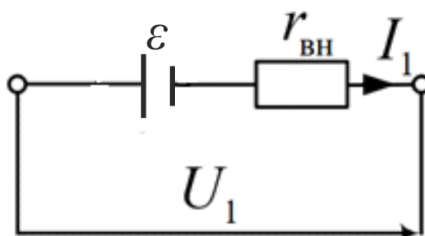


Рис. 7.10.

7.4. Ток в электролитах. Законы Фарадея для электролиза. Ток в газах

Электролиты – это вещества, которые проводят электрический ток вследствие диссоциации его на ионы (проводники второго рода).

При наличии в электролите разности потенциалов в нем потечет электролитический ток, обусловленный встречным движением положительно и отрицательно заряженных ионов. При этом на электродах (аноде – «положительная клемма» или катоде – «отрицательная клемма»), опущенных в электролит, выделится вещество. Это явление получило название *электролиз*.

Выполняется закон Ома для электролиза

$$I = F\eta\alpha(u_+ + u_-)E.$$

Здесь

→ F – постоянная Фарадея, равная

$$F = 96,485 \cdot 10^3 \frac{\text{Кл}}{\text{моль}};$$

→ η – эквивалентная концентрация, т.е. отношение массы растворенного вещества в единице объема растворителя;

→ $\alpha = \frac{n_d}{n}$ – коэффициент диссоциации, т.е. число продиссоциировавших молекул в единице объема, к числу всех молекул растворенного вещества в том же объеме;

→ E – напряженность электрического поля;

→ u_+ и u_- – подвижность ионов (катионов и анионов соответственно) – скорость ионов, при напряженности электрического поля, равной единице.

Для электролиза выполняются два закона Фарадея.

Первый закон Фарадея. Масса вещества, выделившегося при электролизе, равна

$$m = kq = kI\Delta t,$$

где k – электрохимический эквивалент, I – сила тока, Δt – время.

Второй закон Фарадея. Электрохимический эквивалент пропорционален химическому эквиваленту

$$k = Cx = \frac{1}{F} \cdot \frac{\mu}{z},$$

где $x = \frac{\mu}{z}$ – химический эквивалент, μ – молярная масса, z – валентность (т.е. способность отдавать или присоединять электроны на внешнюю электронную оболочку до нейтральности её), $C = \frac{1}{F}$ – коэффициент пропорциональности.

При нормальных условиях газ является изолятором, так как в нем отсутствуют свободные заряды.

Под действием внешнего электрического поля газ *ионизируется*, т.е. происходит расщепление нейтральных атомов и молекул на ионы и свободные электроны. Направленное движение зарядов под действием внешнего электрического поля создает ток в газе. Зависимость тока от приложенного напряжения представлена на рисунке 7.11.

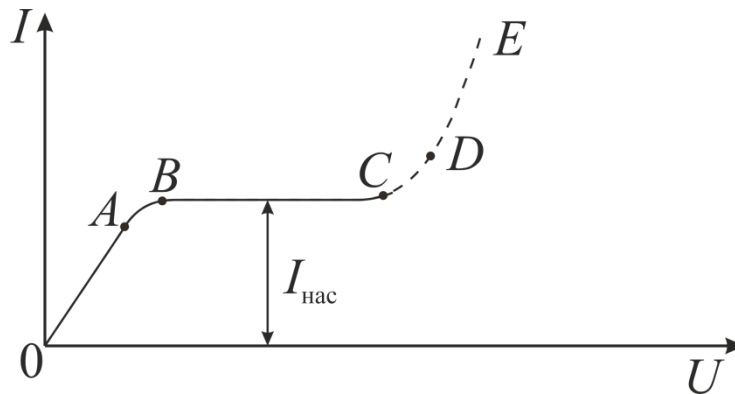


Рис. 7.11.

При увеличении напряжения (участок OA) сила тока возрастает пропорционально напряжению, т. е. выполняется закон Ома для плотности тока

$$j = qn(u_+ + u_-)E,$$

где q – заряд иона, $n = \sqrt{\frac{N}{\gamma}}$ – концентрация ионов, γ – коэффициент рекомбинации (процесс обратный ионизации), N – число пар ионов, создаваемых ионизатором в единице объема за единицу времени.

При дальнейшем увеличении напряжения закон Ома нарушается. Рост силы тока замедляется (участок AB) и наконец, прекращается совсем (участок BC). Это достигается в том случае, когда все ионы и электроны, создаваемые внешним ионизатором за единицу времени, за это же время достигают электродов. В результате получаем ток насыщения $I_{\text{нас}}$, значение плотности которого определяется мощностью ионизатора

$$j_{\text{н}} = Nqd,$$

где d – расстояние между электродами.

Если в режиме OC прекратить действие ионизатора, то прекращается и разряд. Разряды, существующие только под действием внешних ионизаторов, называются несамостоятельными. При дальнейшем увеличении напряжения сила тока вначале медленно (участок CD), а затем резко (участок DE) возрастает. При этом в газе, сохраняющийся после прекращения действия внешнего ионизатора, начинается разряд, называемый самостоятельным. Он появляется при больших напряжениях, под действием которых электроны, сильно ускоренные электрическим полем, сталкиваясь с нейтральными

молекулами газа, ионизируют их, в результате чего образуются вторичные электроны и положительные ионы. Вторичные электроны вновь ионизируют молекулы газа, и, следовательно, общее количество электронов и ионов будет возрастать по мере продвижения электронов к аноду лавинообразно. Это является причиной увеличения электрического тока на участке CD (см. рисунок 7.11.). Описанный процесс называется *ударной ионизацией*.

7.5. Проводимость полупроводников

Рассмотрим процессы проводимости полупроводников.

Полупроводниками называются вещества, у которых удельное сопротивление ρ при комнатных температурах находится в пределах $10^{-4} \div 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. В отличие от металлов (рисунок 7.12. а) удельное сопротивление у полупроводников (рисунок 7.12. б) уменьшается с повышением температуры.

Типичными полупроводниками являются германий Ge , кремний Si и селен Se (элементы 4 группы периодической таблицы).

Проводимость полупроводников современная физика рассматривает на основе зонной теории твердых тел.

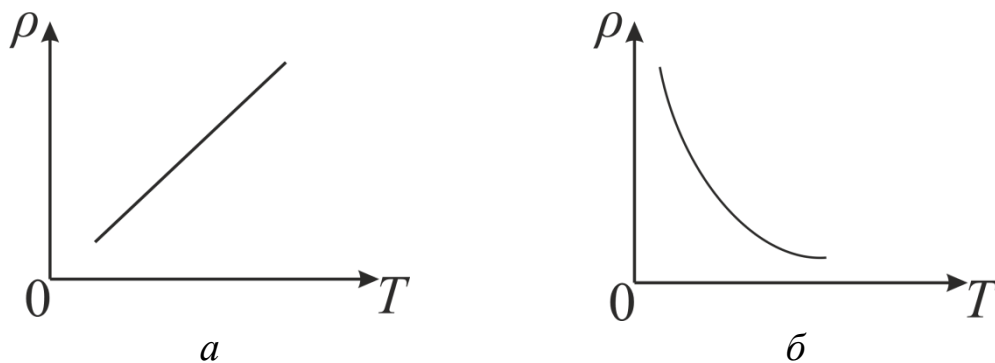


Рис. 7.12.

При взаимодействии атомов в кристаллической решетке энергетические уровни электронов незначительно изменяются по сравнению с энергетическими уровнями электронов невзаимодействующих атомов; вследствие взаимодействия N атомов образуется N близко расположенных энергетических уровней (рисунок 7.13.).

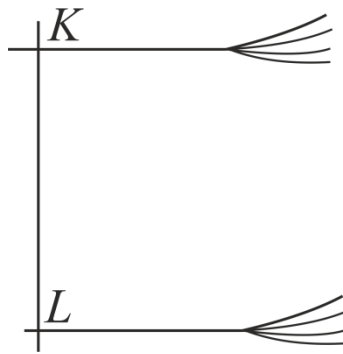


Рис. 7.13.

Совокупность расщепленных энергетических уровней образует зону *разрешенных* значений энергии. Зоны отделяются друг от друга интервалами неразрешенных значений энергии; такие интервалы энергии называются *запрещенными зонами*.

При 0 К валентные электроны занимают низшие энергетические уровни. Все разрешенные уровни в этой зоне являются занятыми. Эта зона является заполненной, или *валентной зоной*. Во второй зоне дозволённых уровней энергии при 0 К нет ни одного электрона; эта зона называется *зоной проводимости*. Энергия ΔE_0 (рисунок 7.14.), необходимая для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости, называется *шириной запрещенной зоны*. У металлов зона проводимости и валентная зона перекрываются, у диэлектриков $\Delta E_0 > 2$ эВ (*электрон-вольт*).

Для справки $1 \text{ эВ} = 0,36 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}$.

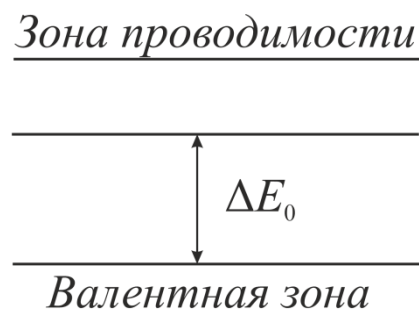


Рис. 7.14.

Электропроводность полупроводника обусловлена наличием электронов в зоне проводимости. Если нет электронов в зоне проводимости, нет и электропроводности. Тепловое движение, а также различные внешние воздействия (например, свет,

электрическое поле) обуславливают переход части электронов из валентной зоны в зону проводимости.

После перехода электрона в зону проводимости в валентной зоне остаются вакантные уровни. При наличии внешнего электрического поля электроны будут перемещаться в обеих зонах.

Проводимость, обусловленная перемещением электронов в зоне проводимости, называется *электронной проводимостью*; проводимость, обусловленная движением электронов в валентной зоне, называется *дырочной проводимостью* (рисунок 7.15.).

Перемещение электрона в заполненной зоне можно рассматривать как перемещение положительного заряда в направлении, противоположном движению электрона. Такой положительный заряд условно называется *дыркой*. Проводимость, обусловленная движением одинакового количества электронов и дырок, которые образуются в результате перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости, называется *собственной*.

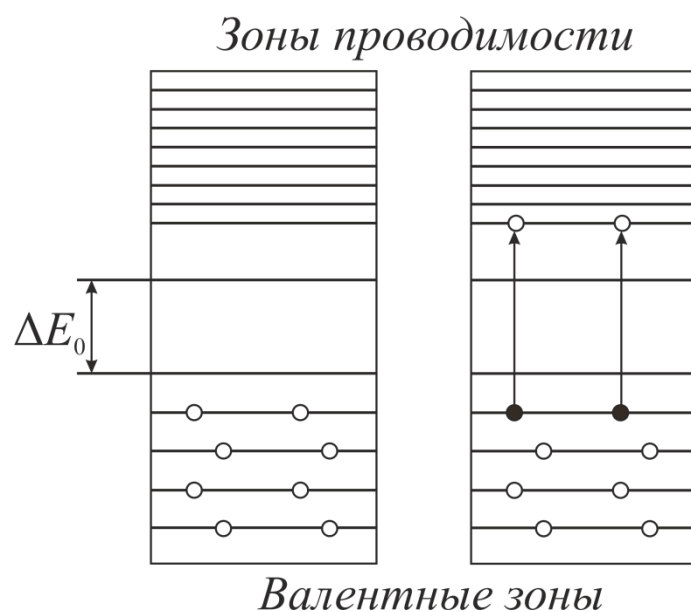


Рис. 7.15.

Полупроводник с электронной проводимостью называется *полупроводником n-типа*; полупроводник с дырочной проводимостью называется *полупроводником p-типа*.

При практическом применении полупроводников наибольшее значение имеет *примесная проводимость*, которая определяется

примесями других веществ. Примеси бывают двух видов – донорные и акцепторные.

Донорные примеси создают дополнительные разрешенные уровни энергии верхней границы запрещенной зоны; атомы таких примесей отдают электроны в зону проводимости и, таким образом, обеспечивают примесную электронную проводимость (рисунок 7.16. а).

Акцепторные примеси создают дополнительные уровни вблизи нижней границы запрещенной зоны; атомы акцепторных примесей принимают на свои уровни электроны из валентной зоны и тем самым обеспечивают примесную дырочную проводимость (рисунок 7.16. б). В германии примеси элементов V группы периодической системы (например, сурьмы) являются донорными, а примеси элементов III группы (например, галлия) акцепторными. Во всех полупроводниках всегда имеются электроны и дырки, но вклад их в электропроводность может быть неодинаковым за счет различных концентраций или подвижностей.

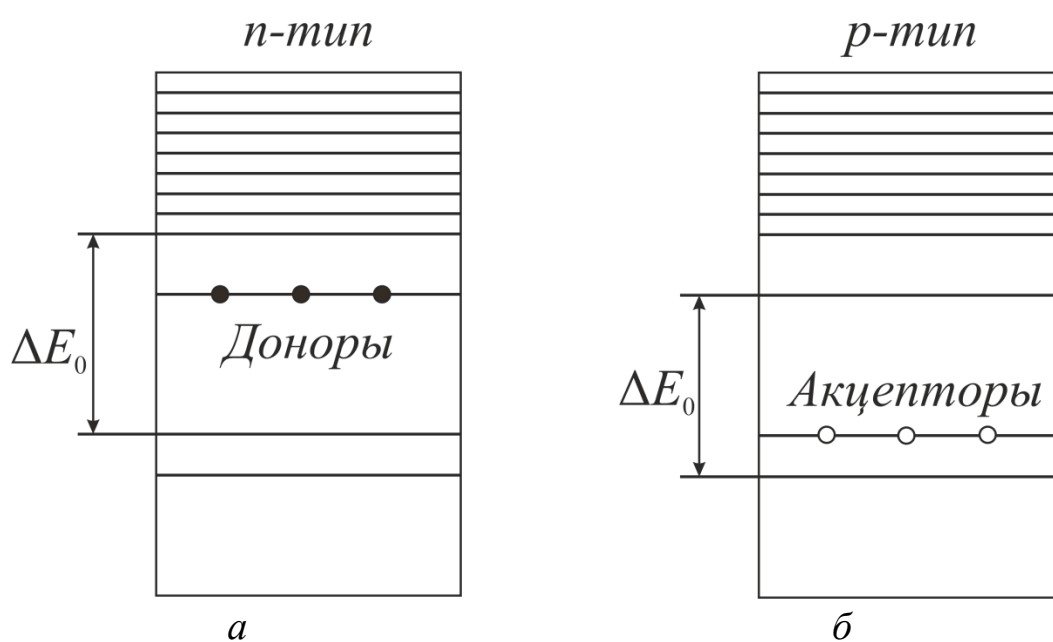


Рис. 7.16.

Область контакта между полупроводниками *n*- и *p*-типа называют *электронно-дырочным переходом* или сокращенно *p – n переходом*.

Результаты зависимости тока от напряжения выражаются в виде вольт-амперной характеристики $p - n$ перехода (см. рисунок 7.17.).

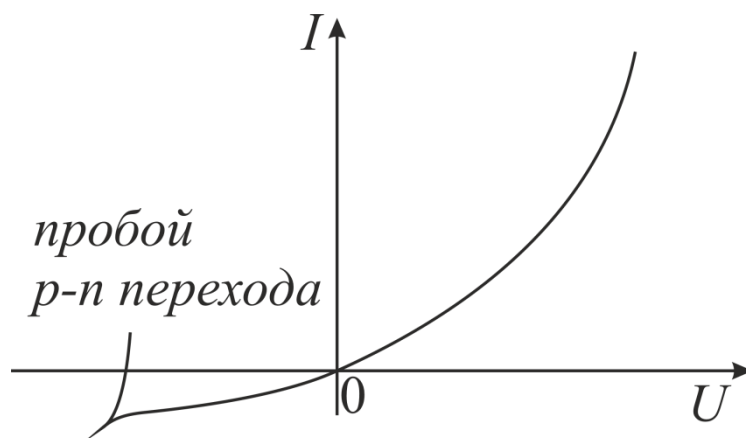


Рис. 7.17.

Ток через $p - n$ переход, образованный основными носителями, называют *прямым* (правая часть графика). Ток через $p - n$ переход создаваемый неосновными носителями называют *обратным* (левая часть графика).

Сопротивление $p - n$ перехода в данном случае велико, а обратный ток очень мал. При увеличении напряжения обратный ток практически не возрастает, и при определенном напряжении наступает *пробой* (т. е. разрушение) $p - n$ перехода. Таким образом, $p - n$ переход обладает *односторонней проводимостью*.

Свойство односторонней проводимости $p - n$ перехода используют для создания *полупроводниковых диодов*, которые применяются для выпрямления переменного тока (пульсирующий ток), они обладают рядом преимуществ перед вакуумными диодами.

В начале 50-х годов прошлого столетия в науке и технике стали широко использовать полупроводниковые приборы, называемые *транзисторами*. Эти приборы содержат в себе два $p - n$ перехода.

Транзисторы предназначены главным образом для усиления слабых токов, их используют в малогабаритных приемниках, а также в радиопередающих устройствах и электронных платах.

8. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Магнитное поле. Индукция магнитного поля. Закон Био-Савара-Лапласа. Взаимодействие токов. Закон Ампера. Сила Лоренца. Магнитный поток. Работа при движении проводника с током в магнитном поле.](#)

[Работы Фарадея по электромагнитной индукции.](#)

[Самоиндукция и взаимоиנדукция.](#)

8.1. Магнитное поле. Индукция магнитного поля. Закон Био – Савара – Лапласа. Взаимодействие токов. Закон Ампера. Сила Лоренца. Магнитный поток. Работа при движении проводника с током в магнитном поле

Вокруг проводников с током и постоянных магнитов существует *магнитное поле*. Магнитное поле можно обнаружить по влиянию его на проводники с током или постоянные магниты.

В отличие от электростатического поля магнитное поле действует только на движущиеся в нем электрические заряды.

Для исследования магнитного поля используется рамка с током, малая по размеру по сравнению с расстоянием до токов, образующих магнитное поле (рисунок 8.1.).

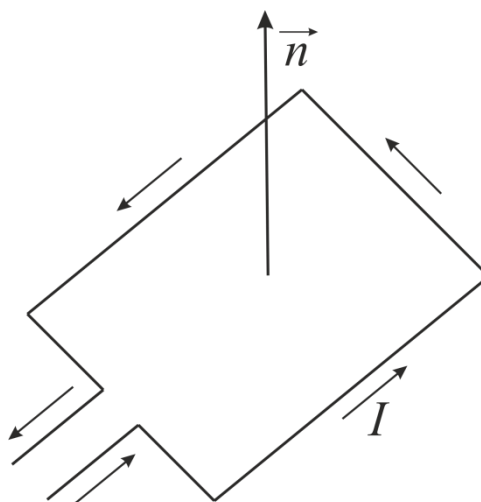


Рис. 8.1.

Ориентация рамки в пространстве задается вектором *нормали* \vec{n} , направление которого определяется правилом правого винта: за положительное направление нормали принимается направление поступательного движения *правого винта*, ручка которого вращается в направлении тока, текущего в рамке.

Магнитное поле ориентирует рамку, которая располагается так, чтобы её нормаль была направлена вдоль силовых линий поля (рисунок 8.2.).

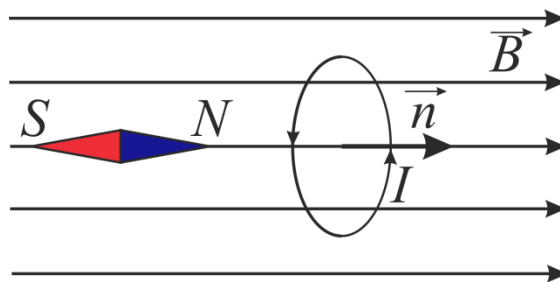


Рис. 8.2.

Вращающий момент сил равен

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \vec{B}],$$

где \vec{B} – вектор магнитной индукции, касательный к силовым линиям магнитного поля, является его количественной характеристикой; \vec{p}_m – вектор *магнитного момента* рамки с током. При этом для плоской рамки

$$\vec{p}_m = IS\vec{n},$$

где I – величина тока, S – площадь рамки.

Силовые линии магнитного поля – это линии магнитной индукции и, в отличие от линий напряженности электрического поля, они всегда замкнуты и нет их начала и конца (см. рисунок 8.3.), т.е. нет «магнитных зарядов». Внутри соленоида магнитное поле однородно.

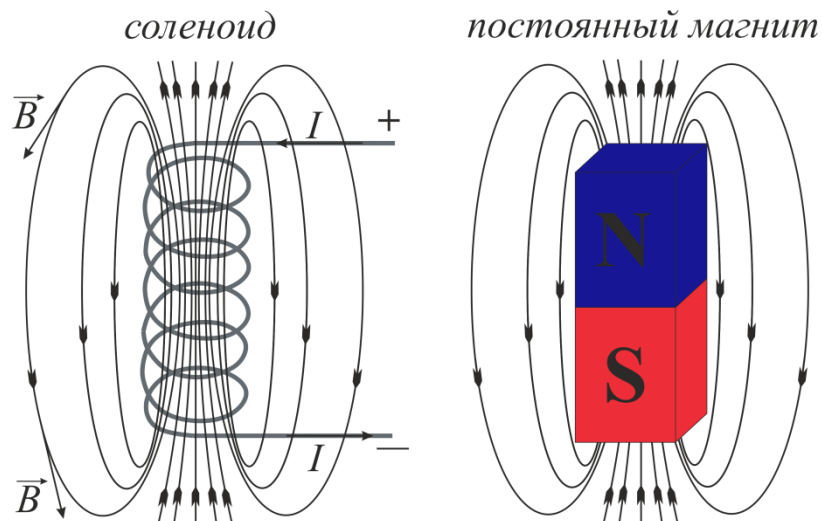


Рис. 8.3.

Существование у постоянных магнитов магнитного поля было объяснено Ампером. Он высказал гипотезу, согласно которой в теле существуют микроскопические токи, обусловленные движением атомов и молекул. Если эти микротоки определенным образом ориентированы, то существует результирующее магнитное поле, описываемое вектором напряженности магнитного поля \vec{H} .

Магнитное поле макротоков описывается вектором напряженности \vec{H} . Для однородной изотропной среды вектор магнитной индукции связан с вектором напряженности следующим соотношением

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}.$$

где μ — безразмерная величина — *магнитная проницаемость среды*, показывающая, во сколько раз магнитное поле макротоков \vec{H} усиливается за счет поля микротоков среды, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ — магнитная постоянная.

Генри (Гн) — единица индуктивности L , $[L] = 1 \frac{\text{В}\cdot\text{с}}{\text{А}} = 1 \frac{\text{Вб}}{\text{А}} = 1 \text{ Гн}$.

Единица магнитной индукции — *тесла*, $[B] = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А}\cdot\text{м}} = 1 \text{ Тл}$.

Единица напряженности магнитного поля — *ампер на метр*, $[H] = 1 \frac{\text{А}}{\text{м}}$.

Индукция поля $d\vec{B}$, создаваемая в некоторой точке A (рисунок 8.4.) пространства элементом dl проводника с током I , может быть найдена с помощью закона Био-Савара-Лапласа

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l} \vec{r}]}{r^3},$$

где $d\vec{l}$ – вектор, с модулем dl и направленный по току, \vec{r} – радиус-вектор точки A .

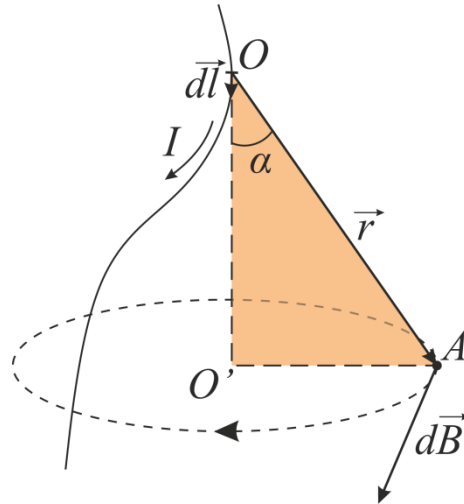


Рис. 8.4.

Для магнитного поля справедлив принцип суперпозиции. Магнитная индукция результирующего поля равна векторной сумме индукций всех n токов, создающих свои поля в точке наблюдения

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i.$$

В случае непрерывного распределения полей результирующую индукция определяется

$$\vec{B} = \int d\vec{B}.$$

Применение закона Био-Савара-Лапласа для различных случаев.

→ Для прямого бесконечного проводника с током, магнитная индукция может быть рассчитана по формуле

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{R},$$

где I – сила тока в проводнике, R – расстояние до проводника.

→ Для кругового проводника с током, индукция магнитного поля внутри витка определяется по формуле

$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R},$$

где R – радиус витка.

Закон Ампера. Если поместить проводник с током в магнитное поле с магнитной индукцией \vec{B} , то на элемент $d\vec{l}$ проводника будет действовать сила Ампера

$$d\vec{F} = I[d\vec{l} \times \vec{B}].$$

Модуль силы, действующий на проводник Δl равен

$$F_A = IB\Delta l \sin \alpha,$$

$$F_A = IB\Delta l \sin \alpha,$$

где α – угол между вектором магнитной индукции \vec{B} и проводником.

Направление силы Ампера можно определить по *правилу левой руки*. Если ладонь левой руки расположить так, чтобы перпендикулярная к проводнику составляющая $B_{\perp} = B \sin \alpha$ вектора индукции входила в ладонь, а четыре вытянутых пальца указывали бы направление тока, то отогнутый на 90° большой палец укажет направление силы, действующей со стороны поля на проводник с током (рисунок 8.5.).

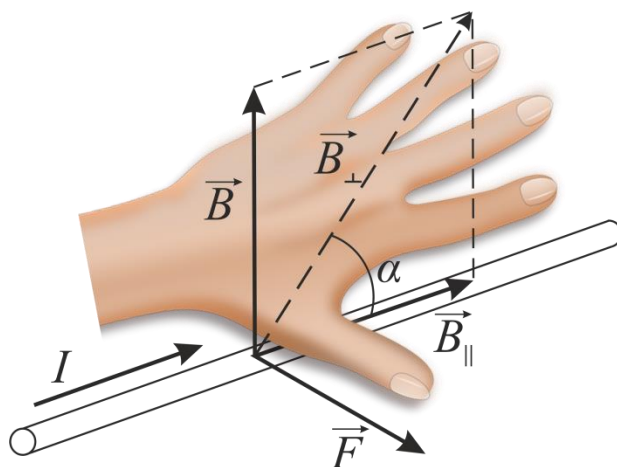


Рис. 8.5.

За счет пары сил Ампера, действующей на противоположные стороны рамки, рамка поворачивается. Если расположить параллельно друг другу два линейных проводника с током, то в зависимости от направления тока в них проводники будут, либо притягиваться, либо отталкиваться. Сила их взаимодействия на элементы dl их длины равна

$$dF = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1I_2}{R} dl,$$

где I_1 и I_2 – величины токов в проводниках, R – расстояние между проводниками.

Из последней формулы следует определение единицы силы тока в СИ.

1 А – это сила постоянного тока, текущего в каждом из двух параллельных бесконечно длинных бесконечно малого кругового сечения проводников в вакууме на расстоянии 1 м друг от друга и создающего силу взаимодействия между ними $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины проводника.

Магнитное поле оказывает силовое воздействие на проводник с током, что объясняется действием магнитного поля на движущиеся в проводнике заряды.

Сила с которой магнитное поле действует на заряд q , движущийся со скоростью \vec{v} , называется *силой Лоренца* и выражается формулой

$$\vec{F}_л = q[\vec{v} \vec{B}].$$

Направление силы Лоренца определяется с помощью *правила левой руки*. Если ладонь левой руки расположить так, чтобы в неё входил вектор \vec{B} и четыре вытянутые пальца направить вдоль вектора \vec{v} , то отогнутый на 90° большой палец покажет направление силы Лоренца, действующей на положительный заряд (рисунок 8.6).

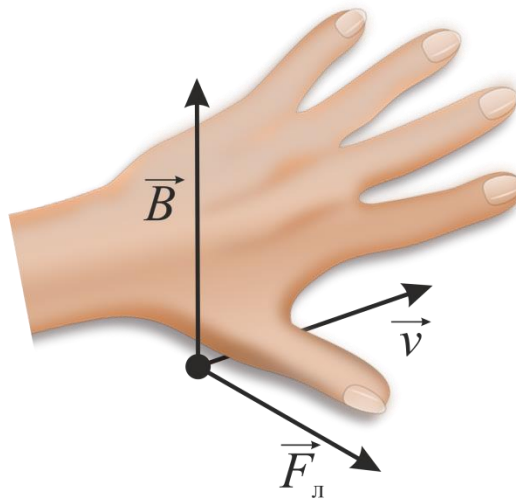


Рис. 8.6.

Действие магнитного поля на электрический заряд, движущейся в нем, позволяет изменить траекторию движения, а электрическое поле изменяет величину скорости движения заряженной частицы. Одновременное действие двух полей, действующих на заряд позволяет управлять движением элементарных частиц в ускорителях.

Элементарный поток вектора магнитной индукции через площадку dS (рисунок 8.7.) записывается

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = B_n dS.$$

Это скалярная величина, где $B_n = B \cos \alpha$.

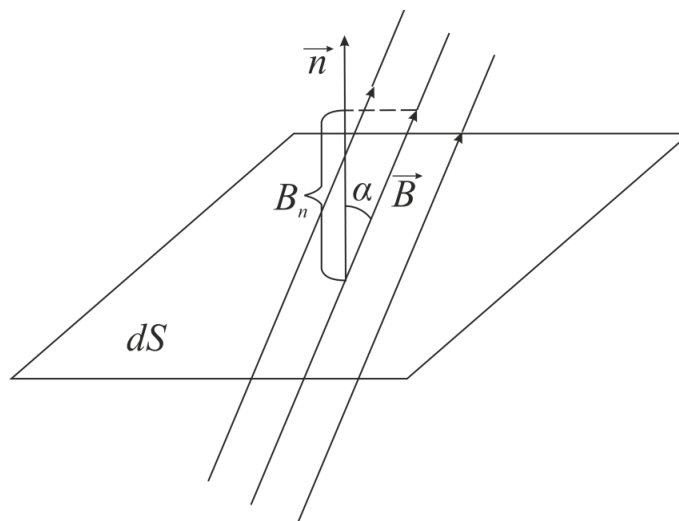


Рис. 8.7.

Теорема Гаусса для магнитного поля. Поток магнитной индукции через замкнутую поверхность S , всегда равен нулю

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = \oint_S B_n dS = 0.$$

Другими словами, число линий \vec{B} , входящих внутрь поверхности S , равно числу линий \vec{B} , выходящих из неё. Это подтверждает тот факт, что линии индукции магнитного поля всегда закинуты, то есть «магнитных зарядов» не существует.

Работа по перемещению рамки с током в магнитном поле равна произведению силы тока в контуре на изменение магнитного потока, сцепленного с контуром

$$A = I \Delta \Phi_B.$$

8.2. Работы Фарадея по электромагнитной индукции

В 1831 г. английский физик Майкл Фарадей в своих опытах с соленоидом и гальванометром установил, что если постоянный магнит вводить в соленоид или выводить из него, то гальванометр покажет появление индукционного тока. Это явление было названо явлением электромагнитной индукции.

Суть явления электромагнитной индукции заключается в следующем: при изменении потока магнитной индукции, через площадь поверхности, ограниченной замкнутым проводящим контуром, в контуре возникает электрический ток, получивший название индукционного тока.

Причиной возникновения электрического тока в контуре является электрическое поле, которое в данном случае создается (индуцируется) переменным во времени магнитным полем, пронизывающим поверхность, ограниченную замкнутым контуром.

Таким образом, Фарадей доказал, что переменное во времени магнитное поле «порождает» электрическое поле. Возникающее электрическое поле должно характеризоваться замкнутыми силовыми линиями, так как заряды движутся по замкнутому проводнику, в отличие от поля электростатического, которое всегда имеет разомкнутые силовые линии. Следовательно, в опытах Фарадея, возникающее в контуре электрическое поле является вихревым в

отличии от потенциального электростатического поля. Индукционный ток создает собственное магнитное поле. В опытах оказалось, что индуцированное поле всегда направлено таким образом, чтобы препятствовать всякому изменению внешнего магнитного поля. В случае приближения (рисунок 8.8. а) магнита к контуру линии индукции внешнего и внутреннего магнитных полей направлены навстречу друг другу, в при удалении – они сонаправлены (рисунок 8.8. б). Это факт носит название правила Ленца.

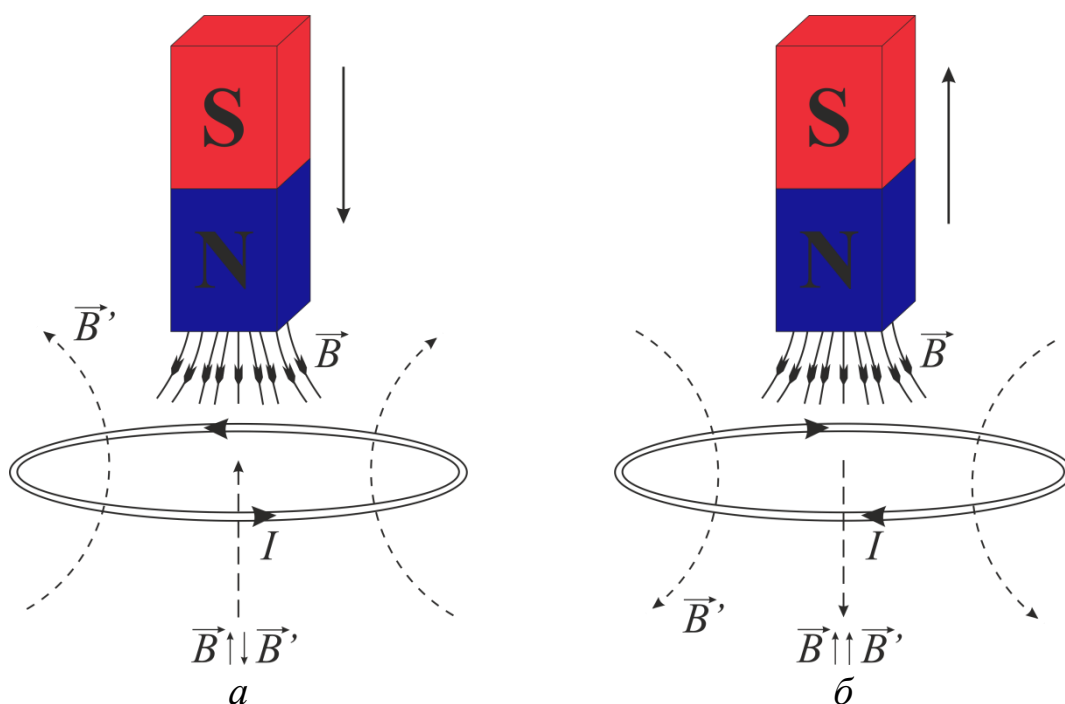


Рис. 8.8.

Направление индукционного тока определяется по направлению векторов \vec{B}' в соответствии с правилом *правого винта*.

Так как в контуре существует ток, то должна быть электродвижущая сила, которая и создает возможность существования электрического тока. Её назвали *электродвижущей силой (ЭДС) электромагнитной индукции* \mathcal{E}_i .

При этом оказывается справедлив закон *электромагнитной индукции Фарадея*. Какова бы ни была причина изменения потока магнитной индукции, охватываемого замкнутым проводящим контуром, возникающая в контуре ЭДС численно равна и

противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную этим контуром

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

Знак « – » в формуле задается *правилом Ленца*.

Причины и способы изменения магнитного потока Φ , пронизывающего контур могут быть разными, движение постоянного магнита относительно контура, изменение величины тока, например, при замыкании и размыкании электромагнита близ контура и т.п. Если контур движется в магнитном поле то природа ЭДС электромагнитной индукции объясняется действием силы Лоренца на электрические заряды внутри движущегося проводника. Однако так нельзя объяснить природу этой ЭДС в случае неподвижного проводника, находящегося в переменном магнитном поле.

Максвелл первым предположил, что *всякое переменное во времени магнитное поле порождает вихревое электрическое поле, которое и является причиной возникновения индукционного тока в проводнике*. При этом справедлив закон электромагнитной индукции

$$\mathcal{E}_i = \oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt},$$

где $\oint_L \vec{E}_B d\vec{l}$ – циркуляция вектора напряженности вихревого электрического поля по контуру L .

Индукционные токи возникает не только в линейных, но и в массивных проводниках, находящихся в переменном магнитном поле. Они оказываются замкнутыми в толще проводника и, следовательно, их называют вихревыми или *токами Фуко*. Их направление подчиняется правилу Ленца.

Токи Фуко могут быть как полезными, например, их используют в успокоительных механизмах электроприборов – демпфирование, так и негативными, когда они сильно нагревают проводящие части приборов, разрушая их или приводя к недопустимо большим потерям энергии. В последнем случае используют пластинчатый набор проводников и сердечников (в частности, у трансформаторов).

8.3. Самоиндукция и взаимная индукция

Поскольку по закону Био-Савара-Лапласа индукция магнитного поля, созданная током пропорциональна его величине, то и магнитный поток Φ , «сцепленный» с контуром, тоже должен быть пропорционален току I в контуре

$$\Phi = LI,$$

где L – коэффициент пропорциональности, называемый *индуктивностью контура*.

Единица индуктивности – *генри*, $[L] = 1 \frac{\text{В}\cdot\text{с}}{\text{А}} = 1 \frac{\text{Вб}}{\text{А}} = 1 \text{ Гн}$. Для примера, *индуктивность соленоида* равна

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l},$$

где N – число витков соленоида, l – его длина, S – площадь витка, μ – магнитная проницаемость вещества сердечника.

Из формулы видно, что индуктивность зависит от геометрии контура (S, N и l) и магнитных свойств вещества сердечника (μ). Можно сказать, что индуктивность контура L – аналог емкости C в конденсаторе.

При изменении силы тока в контуре будет изменяться и сцепленный с ним поток Φ , следовательно в контуре будет индуцироваться ЭДС, созданная не внешним магнитным полем, а собственным.

Возникновение ЭДС индукции в проводящем контуре при изменении в нем силы тока называется *самоиндукцией*. И эта ЭДС – есть ЭДС самоиндукции \mathcal{E}_s . Причем

$$\mathcal{E}_s = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(LI) = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right).$$

Если $L = \text{const}$, то $\frac{dL}{dt} = 0$, а следовательно

$$\mathcal{E}_s = -L\frac{dI}{dt}.$$

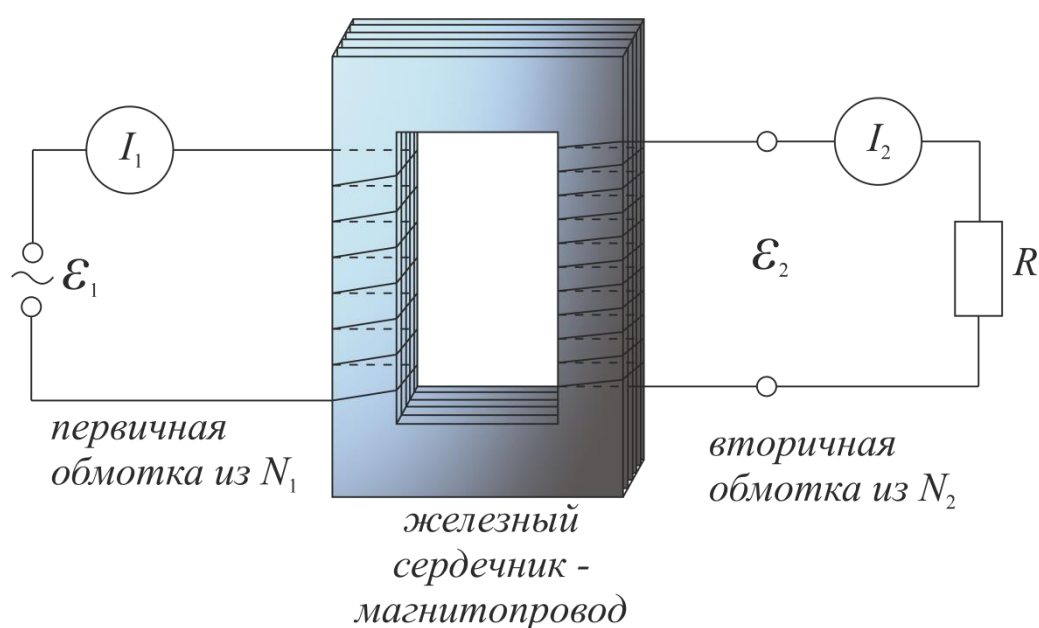
т.е. ЭДС самоиндукции пропорциональна скорости изменения тока в контуре.

Знак « $-$ » – по правилу Ленца, показывающий, что наличие L в контуре приводит к замедлению изменения тока в нем.

Кроме явления самоиндукции имеет практическое значение явление *взаимоиндукции* в связанных (близко расположенных) контурах. Примером такой системы является трансформатор.

Первые трансформаторы были сконструированы и введены в практику русскими электротехником П.Н. Яблочковым и физиком И.Ф. Усагиным.

Стандартный трансформатор имеет две цепи (рисунок 8.9.), содержащие первичную и вторичную обмотки, намотанные на единый сердечник (магнитопровод), то есть имеет два связанных контура.



Величина тока в первичной обмотке определяется по закону Ома

$$\mathcal{E}_1 - \frac{d}{dt}(N_1\Phi_1) = I_1R_1,$$

где Φ – магнитный поток, созданный током I_1 в первичной обмотке, который практически полностью локализован в железном сердечнике и, следовательно, почти целиком пронизывает витки вторичной обмотки; R_1 – сопротивление первичной обмотки. Так как R_1 – сопротивление первичной обмотки мало, то I_1R_1 – падение напряжения на этом сопротивлении тоже мало по сравнению с каждой из двух ЭДС, поэтому

$$\mathcal{E}_1 \approx N_1 \frac{d\Phi}{dt},$$

а ЭДС индукции, возникающей во вторичной обмотке равна

$$\mathcal{E}_2 = \frac{d(N_2\Phi)}{dt} = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Сравнивая последние равенства, получим

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{N_2}{N_1} \mathcal{E}_1.$$

Отношение $\frac{N_2}{N_1} = k$ – коэффициент трансформации,

показывающий во сколько раз \mathcal{E}_2 больше (если $k > 1$) или меньше (если $k < 1$) чем \mathcal{E}_1 . В первом случае трансформатор повышающий, а во втором – понижающий.

Еще одной особенностью трансформатора является практически одинаковая мощность тока в первичной и во вторичной обмотках

$$P_1 \approx P_2$$

или

$$I_1 U_1 \approx I_2 U_2.$$

Причина этого заключается в низких потерях ($\approx 4\%$) в самом трансформаторе, т.е. коэффициент полезного действия для большинства из них близко к $(95 \div 96)\%$.

Если входящее и выходящее напряжение снимаются с одной катушки, то такой трансформатор называется автотрансформатором.

Энергия магнитного поля, связанного с контуром, равна

$$W = \frac{LI^2}{2}.$$

По аналогии с электрическим полем для магнитного поля вводится *объемная плотность энергии*

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{BH}{2}.$$

9. ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Электромагнитные колебания. Колебательный контур.](#)

[Переменный ток. Активное сопротивление, индуктивность и емкость в цепи переменного тока. Векторные диаграммы.](#)

[Резонанс напряжений и токов. Мощность в цепи переменного тока.](#)

9.1. Электромагнитные колебания. Колебательный контур

Периодическое изменение напряженности электрического и индукции магнитного полей, связанных друг с другом в одной системе, образуют электромагнитные колебания. При этом, по аналогии с механическими, происходит постоянное взаимное превращение энергии электрического поля в энергию магнитного и наоборот.

Электрическая цепь, состоящая из включенных последовательно катушки индуктивностью L , конденсатора емкостью C и резистора сопротивлением R , в которой возбуждаются и поддерживаются электромагнитные колебания, называется колебательным контуром (рисунок 9.1.).

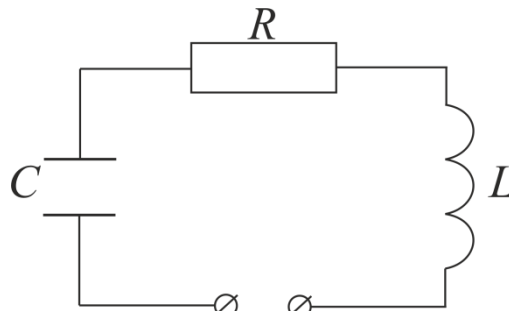


Рис. 9.1.

В идеализированном колебательном контуре, сопротивление которого пренебрежимо мало $R \approx 0$, колебательный процесс осуществляется за счет превращения энергии электрического поля конденсатора $\frac{q^2}{2C}$ в энергию магнитного поля катушки $\frac{Lq^2}{2}$ и наоборот. При этом выполняется закон сохранения полной энергии контура

$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{Lq^2}{2} = \text{const.}$$

Каждые четверть периода вся энергия сосредотачивается либо в конденсаторе, либо индуцируется в катушке.

Согласно закону Ома, для контура, содержащего все три элемента выполняется соотношение

$$IR + U_c = \mathcal{E}_s,$$

где IR – падение напряжения на резисторе, $U_c = \frac{q}{C}$ – падение напряжения на конденсаторе, $\mathcal{E}_s = -L \frac{dI}{dt}$ – ЭДС самоиндукции, возникающая в катушке при протекании в ней переменного тока. Следовательно,

$$L \frac{dI}{dt} + IR + \frac{q}{C} = 0$$

или

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0.$$

Последнее уравнение является *дифференциальным уравнением колебания заряда q* в колебательном контуре, при отсутствии внешней ЭДС. В контуре будут наблюдаться свободные, затухающие колебания.

Если сопротивление $R = 0$, то свободные электромагнитные колебания в контуре являются гармоническими. И дифференциальное уравнение запишется так

$$\ddot{q} + \frac{1}{LC} q = 0.$$

Решением данного уравнения будут гармонические колебания заряда q по закону

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0),$$

где q_m – амплитуда колебания заряда конденсатора с собственной частотой контура ω_0 , т.е.

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

и периодом определяемым формулой Томсона

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Сила тока в контуре и напряжение на конденсаторе меняется с той же частотой и периодом по законам

$$I = \dot{q} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_m \cos\left(\omega_0 t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right),$$

$$U_c = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0),$$

где $I_m = \omega_0 q_m$ – амплитуда силы тока, а $U_m = \frac{q_m}{C}$ – амплитуда напряжения.

9.2. Переменный ток. Активное сопротивление, индуктивность и емкость в цепи переменного тока. Векторные диаграммы

Переменный ток можно рассматривать как установившиеся в цепи вынужденные электромагнитные колебания.

Если к участку цепи, содержащей резистор R , катушку индуктивности L и конденсатор C , приложить переменное напряжение

$$U = U_m \cos \omega t,$$

то можно считать, что переменный ток в ней является квазистационарным и выполняется закон Ома, а также вытекающие из него правила Кирхгофа.

Для изображения соотношений между переменными токами и напряжениями воспользуемся методами векторных диаграмм. На рисунке 9.2. цепи (1) дана векторная диаграмма амплитудных значений тока и напряжения на резисторе.

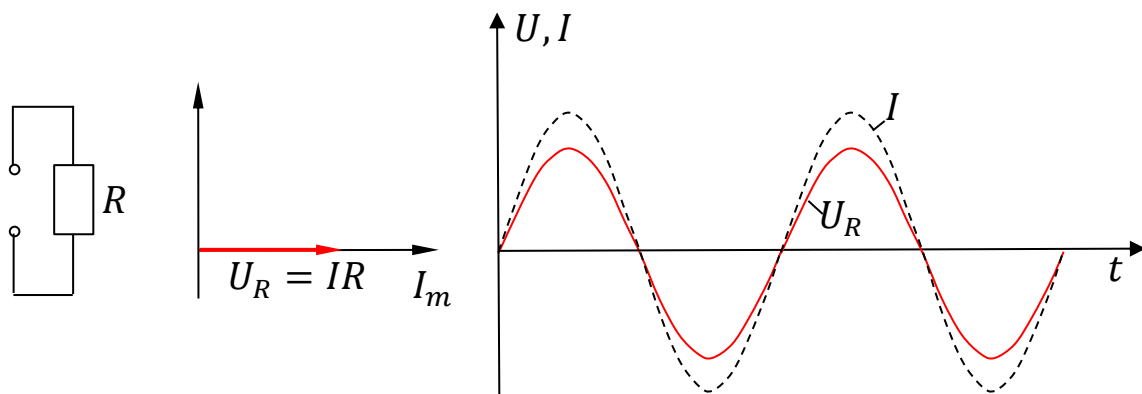


Рис. 9.2.

(1). Переменный ток, текущий через резистор сопротивлением R ($L \rightarrow 0, C \rightarrow 0$). В этом случае ток меняется по закону

$$(a) \quad I = \frac{U}{R} = I_m \cos \omega t,$$

где $I_m = \frac{U_m}{R}$ – амплитуда силы тока, а напряжение

$$(б) \quad U = U_m \cos \omega t.$$

Как видно из сравнения (а) и (б) колебания силы тока и напряжения происходят *синфазно*, т.е. нет сдвига фаз, как это видно на векторной диаграмме и графике на рисунке 9.2.

На рисунке 9.3. цепи (2) дана векторная диаграмма амплитудных значений тока и напряжения на катушке индуктивности.

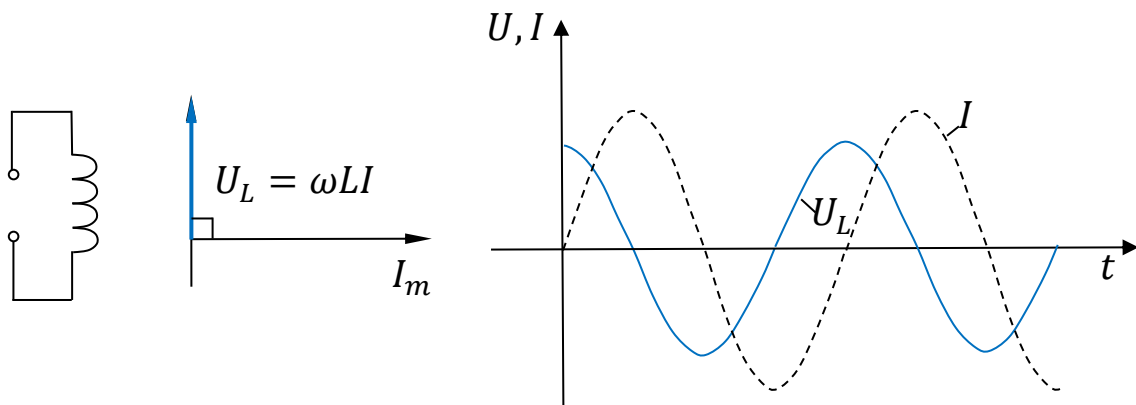


Рис. 9.3.

(2). Переменный ток, текущий через катушку индуктивностью L ($R \rightarrow 0, C \rightarrow 0$). В этом случае ток меняется по закону

$$(c) \quad I = I_m \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right),$$

где $I_m = \frac{U_m}{\omega L}$ – амплитуда силы тока.

Величина $X_L = \omega L$ называется *индуктивным сопротивлением*.

Как видно из сравнения (с) и (б) колебания силы тока отстают на $\frac{\pi}{2}$ от колебания напряжения на катушке, как это видно на векторной диаграмме.

На рисунке 9.4. цепи (3) дана векторная диаграмма амплитудных значений тока и напряжения на конденсаторе.

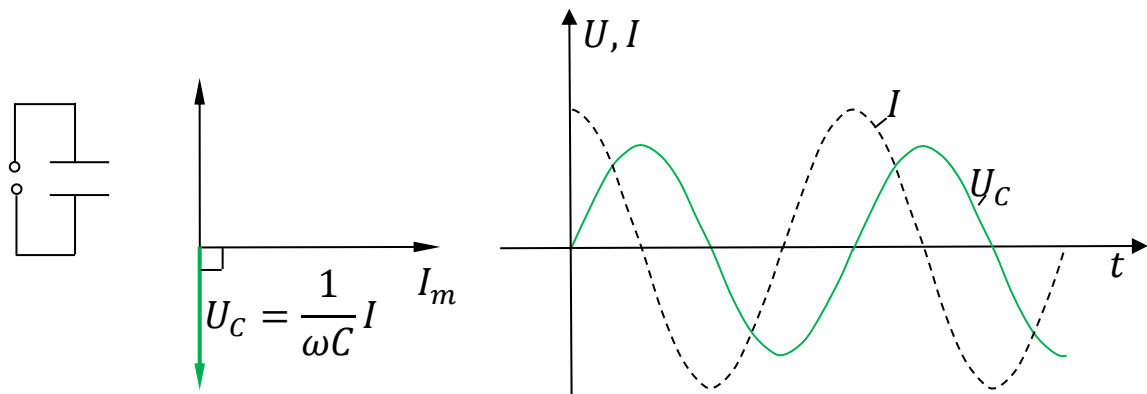


Рис. 9.4.

(3). Переменный ток, текущий через конденсатор емкостью C ($R \rightarrow 0, L \rightarrow 0$). В этом случае ток меняется по закону

$$(в) \quad I = I_m \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right),$$

где амплитуда силы тока

$$I_m = \omega C U_m = \frac{U_m}{\left(\frac{1}{\omega C}\right)}.$$

Величина $X_c = \frac{1}{\omega C}$ называется *емкостным сопротивлением*.

Как видно из сравнения (в) и (б) колебания силы тока опережают на $\frac{\pi}{2}$ колебания напряжения на конденсаторе, как это видно на векторной диаграмме.

Цепь переменного тока, содержащая последовательно включенные резистор, катушку индуктивности и конденсатор рисунок 9.5.

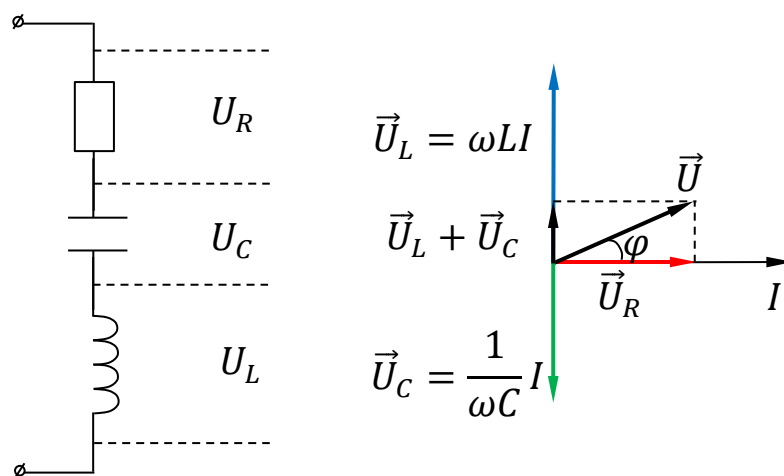


Рис. 9.5.

Колебание тока в этом случае имеет произвольный сдвиг фаз φ по отношению к напряжению, поданному на данный участок

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi),$$

где

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{U_m}{Z}.$$

Последняя формула представляет закон Ома на участке цепи переменного тока, содержащем резистор, катушку индуктивности и конденсатор, соединенных последовательно,

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$$

— полное сопротивление (*полный импеданс*) этого участка цепи,

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

— сдвиг фаз между полным током и напряжением.

9.3. Резонанс напряжений и токов. Мощность в цепи переменного тока

В зависимости от способа соединения элементов R, L и C — последовательное или параллельное — в цепи может возникнуть *резонанс напряжений* и *резонанс токов* соответственно.

И тот, и другой резонанс происходит при совпадении реактивных сопротивлений, т.е.

$$\omega L = \frac{1}{\omega C},$$

а, следовательно, при совпадении частоты вынуждающей силы с резонансной частотой

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

При этом сдвиг фаз φ между током и напряжением отсутствует.

Электроизмерительные приборы в цепях переменного тока показывают не мгновенное значение измеряемой величины, а так называемое, *действующее* (или *эффективное*) значение тока или

напряжения. По сути, они оцениваются по мощности тока, выделяющего джоулево тепло. Они соответственно равны

$$I_{\text{эф}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}, \quad U_{\text{эф}} = \frac{U_m}{\sqrt{2}},$$

т.е. в $\sqrt{2}$ раз меньше амплитудных значений. Поэтому мощность, выделяемая в цепи переменного тока равна

$$P = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} \cos \varphi,$$

где множитель $\cos \varphi$ называется *коэффициентом мощности*, показывающий долю тепловой энергии, безвозвратно теряемой, из всей энергии потребляемой цепью от источника.

10. ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Основные понятия и характеристики электромагнитного поля.](#)

[Второе уравнение Максвелла.](#)

[Первое уравнение Максвелла.](#)

[Полная система уравнений электромагнитного поля.](#)

[Уравнение электромагнитной волны.](#)

10.1. Основные понятия и характеристики электромагнитного поля

Отвлекаясь от несуществующих на начальном этапе исследования деталей мы формулируем, создаем физическую «модель» объекта, а переходя к величинам, ставим ей в соответствие модель математическую.

Электрическое поле характеризуется энергетической (потенциалом φ) и силовой (напряженностью \vec{E}) величинами, одновременно являющимися соответственно скалярной и векторной характеристиками поля.

Между этими параметрами имеется обычная связь

$$-d\omega = (\vec{F}d\vec{l})$$

— поле совершает работу по перемещению заряда при уменьшении собственной энергии, что приводит для единичного заряда к соотношению

$$\vec{E} = -grad \varphi$$

или в частном случае

$$\vec{E} = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta x}$$

Графически поле изображается с помощью эквипотенциальных поверхностей и силовых линий. Картины при этом получаются такими, как будто через поверхности «текут» частицы «жидкости». Отсюда легко понять термин «поток вектора напряженности» Φ_E — это лишь число силовых линий, пронизывающих определенную поверхность. Но вот силовые линии магнитного поля не похожи на спокойно текущую жидкость, а скорее подобны турбулентному движению, образуя «вихри».

Отсюда возникают термины «циркуляция вектора индукции» Γ и «вихрь» — *rotor* $rot\vec{a}$ в какой либо точке поля. Поэтому уже в школьном курсе говорят, что магнитное поле имеет «вихревой» характер и демонстрируют это с помощью металлических опилок.

Картины все тех же силовых линий позволяют обосновать термин «источник» поля как точку, откуда линии «расходятся» (или дивергируют). Отсюда термин «дивергенция» $div\vec{a}$ должен характеризовать наличие расходимости линий поля в различных его точках.

Таким образом, уже в электростатике и магнитостатике нетрудно ввести все основные характеристики поля, определяющие его форму и свойства

$$\varphi, \vec{E}, \vec{B}, div\vec{E}, div\vec{B}, rot\vec{E}, rot\vec{B}, \Phi_E = \int_S \vec{E}d\vec{S}, \Phi_B = \int_S \vec{B}d\vec{S},$$

$$\Gamma_E = \oint_L \vec{E}d\vec{l}, \Gamma_B = \oint_L \vec{B}d\vec{l}.$$

Вводимые затем теоремы и законы, получаемые из эксперимента, позволяют связать перечисленные величины друг с другом.

Так очевидно, что уравнения

$$div\vec{E} = 0, div\vec{B} = 0$$

означают отсутствие в определенной точке источника, а

$$rot\vec{B} = j$$

утверждает, что в той точке, где движутся заряды ($e\vec{v} = \vec{j}$), образуется вихрь магнитного поля.

Если «собрать» все источники в некотором объекте ($\int_V div\vec{E}dv$), то это даст полный поток через поверхность, ограничивающую этот объем ($\oint_S \vec{E}d\vec{S}$), откуда получаем *теорему Остроградского Гаусса*

$$\int_V div\vec{E}dv = \oint_S \vec{E}d\vec{S}.$$

Наконец, если просуммировать все «вихревые» токи на некоторой поверхности (рисунок 10.1.), то это даст общую циркуляцию линий по контуру, ограничивающему эту поверхность, откуда получаем *формулу Стокса*

$$\int_S \text{rot} \vec{B} d\vec{S} = \oint_L \vec{B} d\vec{l}.$$

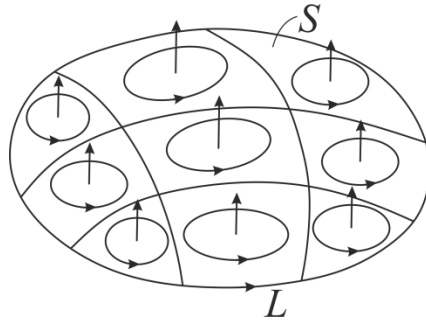


Рис. 10.1.

10.2. Второе уравнение Максвелла

Истолкование закона электромагнитной индукции дал Максвелл. Поскольку любой ток обусловлен электрическим полем, следовательно, и индукционный ток в контуре вызван электрическим полем в виде замкнутых силовых линий, всегда охватывающих переменный поток магнитной индукции, независимо от того, имеется ли здесь проволочный контур или нет (см. рисунок 10.2.). Контур служит в явлении лишь для обнаружения и практического использования электрического поля.

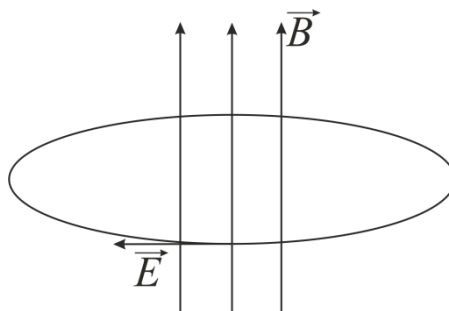


Рис. 10.1.

Таким образом, по Максвеллу, всякий переменный поток магнитной индукции охватывается замкнутыми силовыми линиями электрического поля. Вспомним, что поле неподвижных зарядов (электростатическое поле) является потенциальным, его линии

напряженности начинаются и заканчиваются на зарядах, т.е. электрические линии разомкнуты.

Предположение о наличии замкнутых электрических линий, т.е. о возможности вихревых электрических полей, явилось очень смелой гипотезой Максвелла.

Явление электромагнитной индукции, открытое Фарадеем, математически было представлено через интегральные характеристики: через циркуляцию вектора напряженности электрического поля \vec{E} и магнитного потока Φ

$$\mathcal{E}_i = - \oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt},$$

где \mathcal{E}_i – ЭДС индукции.

Максвеллом была поставлена задача: вскрыть связь между электрическим и магнитным полями в дифференциальной форме. Эта задача была блестяще решена им в знаменитом «Трактате об электричестве и магнетизме» в 1873 году.

Запишем выражение для потока магнитной индукции

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S},$$

где $d\vec{S} = \vec{n}dS$. Тогда

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S \vec{B} d\vec{S},$$

где интеграл берется по производной поверхности, опирающейся на контур. Пусть контур неподвижен (переменные x, y, z и t независимы), операции дифференцирования по времени и интегрирование по поверхности можно менять местами:

$$\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} d\vec{S} = \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}.$$

Вектор \vec{B} зависит как от времени, так и от координат. В правой части уравнения имеется в виду производная по времени от \vec{B} в соответствующей (фиксированной) точке поверхности, поэтому в подинтегральном выражении применен символ частной производной по времени. Окончательно получаем *второе уравнение Максвелла в интегральной форме*

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}.$$

В формуле используется частная производная обозначаемая через ∂ вместо d , так как B является функцией нескольких переменных, а не только времени t .

Преобразуем левую часть последнего уравнения согласно теореме Стокса

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{E} d\vec{S}, \quad \int_S \text{rot} \vec{E} d\vec{S} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}.$$

Получаем *второе уравнение Максвелла в дифференциальной форме*, так как ротор векторного поля характеризует завихренность поля в выбранной точке

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Полученное уравнение Максвелла выражает фундаментальную по значению связь между магнитным и электрическим полями. *Изменение в какой – либо точке магнитного поля во времени вызывает вихревое электрическое поле.* То есть гипотеза Максвелла о вихревом электрическом поле подтвердилась. Таким образом, электрическое поле может быть потенциальным и вихревым, магнитное поле всегда вихревое.

10.3. Первое уравнение Максвелла

Максвеллу принадлежит одна оригинальная идея. Она заключается в том, что изменяющееся во времени электрическое поле также приводит к появлению в пространстве вихревого магнитного поля (см. рисунок 10.2.). Для установления количественных соотношений между изменяющимся электрическим и возникающим магнитным полями Максвелл ввел в рассмотрение так называющийся ток смещения.

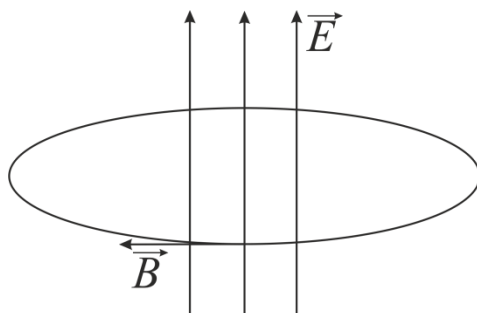


Рис. 10.2.

В цепи переменного тока с конденсатором и лампочкой, лампочка горит, конденсатор не является разрывом в цепи переменного тока, однако в зазоре между обкладками конденсатора отсутствует движение свободных носителей заряда, т.е. тока проводимости нет (при наличии идеального диэлектрика).

По предложению Максвелла, в промежутке между пластинами существует ток, но иной природы, чем ток проводимости, названный *током смещения*. Применяемый в данном случае термин «ток» Максвелл обосновал тем, что в области поля переменной поляризации (смещения зарядов), определяемой меняющимся во времени электрическим полем D в проводнике и тока смещения в диэлектрике. Плотность тока смещения пропорциональна скорости изменения D

$$\vec{J}_{\text{см}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

Согласно определению, *электрическое смещение* (электрическая индукция) \vec{D} связана с напряженностью электрического поля \vec{E} и поляризацией \vec{P} соотношением

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P},$$

тогда

$$\vec{J}_{\text{см}} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}.$$

Таким образом, ток смещения состоит из двух частей:

→ первая — $\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ — называется «чистым» током смещения и представляет собой переменное электрическое поле;

→ вторая $-\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$ — называется поляризационным током и связана с изменением состояния поляризации, вызываемого переменным электрическим полем.

Для каждой точки в среде имеет смысл говорить о полном токе, плотность которого

$$\vec{J}_{\text{полн}} = \vec{J}_{\text{пр}} + \vec{J}_{\text{см}}.$$

Тогда теорему о циркуляции или закон полного тока следует записать так

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_{\text{полн}} = \int_S \vec{J}_{\text{полн}} d\vec{S}.$$

Преобразуем это выражение, используя формулу Стокса

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{H} d\vec{S}.$$

Получим

$$\int_S \text{rot} \vec{H} d\vec{S} = \int_S \vec{J}_{\text{полн}} d\vec{S},$$

т.е.

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{J}_{\text{полн}} = \vec{J}_{\text{пр}} + \vec{J}_{\text{см}}.$$

Окончательно, можно записать первое уравнение Максвелла в дифференциальной форме

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{J}_{\text{пр}} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

В интегральной форме первое уравнение Максвелла будет иметь вид

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{H} d\vec{S} = \int_S \vec{J}_{\text{пр}} d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{D} d\vec{S}.$$

10.4. Полная система уравнений электромагнитного поля

Фундаментальное значение выведенных уравнений Максвелла определяется прежде всего тем, что они устанавливают глубокую взаимосвязь между электрическим и магнитным полями: изменение во времени одного из них возбуждает другое. Следовательно, можно говорить об электромагнитном поле. Таким образом, было

обосновано представление о едином электромагнитном поле. Электромагнитное поле материально. Оно обладает массой, энергией, которая переносится в пространстве и может превращаться в другие виды энергии в эквивалентных количествах.

Два основных уравнения Максвелла совместно с рядом других соотношений составляют полную систему, описывающую электромагнитное поле. Система называется полной, т.к. электромагнитное поле в каждой точке пространства и в каждый момент времени однозначно определяется этой системой, если задано начальное состояние.

Запишем полную систему уравнений Максвелла.

Первое уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J}_{\text{пр}} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

Второе уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Для полной характеристики электромагнитного поля необходимо записать в дифференциальной форме уравнения для источников полей.

Запишем теорему Остроградского – Гаусса в дифференциальной форме для потока вектора электрического смещения

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho,$$

где ρ – объемная плотность заряда.

Так как магнитное поле имеет вихревой характер, т.е. линии вектора \vec{B} замкнуты, а поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю, то

$$\Phi = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0.$$

Применив теорему Остроградского – Гаусса

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = \int_V \operatorname{div} \vec{B} dV = 0,$$

т.е.

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0.$$

Систему дифференциальных уравнений необходимо дописать соотношениями между напряженностью электрического поля и вектором электрического смещения и между напряженностью и индукцией магнитного поля

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}.$$

Запишем полную систему уравнений Максвелла в дифференциальной и интегральной форме.

Дифференциальная форма.

$$1. \operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j}_{\text{пр}} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t};$$

$$2. \operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t};$$

$$3. \operatorname{div}\vec{B} = 0;$$

$$4. \operatorname{div}\vec{D} = \rho.$$

Первое уравнение следует читать так: вихревое магнитное поле в каждой точке пространства возникает за счет токов проводимости и меняющегося во времени электрического поля в той же точке

Второе уравнение: вихревое электрическое поле в каждой точке пространства возникает при всяком изменении во времени магнитного поля в той же точке.

Третье уравнение: магнитное поле не имеет источников поля – свободных магнитных зарядов не обнаружено.

Четвертое уравнение: источники постоянного электрического поля – свободные электрические заряды.

Интегральная форма.

1. Закон полного тока

$$\int_S \operatorname{rot}\vec{H}d\vec{S} = \oint_L \vec{H}d\vec{l} = \int_S \vec{j}_{\text{пр}}d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{D}d\vec{S}.$$

2. Закон электромагнитной индукции

$$\int_S \operatorname{rot}\vec{E}d\vec{S} = \oint_L \vec{E}d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B}d\vec{S}.$$

3. Теорема Остроградского-Гаусса для магнитного поля

$$\int_S \operatorname{div} \vec{B} d\vec{v} = \Phi_B = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0.$$

4. Теорема Остроградского-Гаусса для электростатического поля

$$\int_S \operatorname{div} \vec{D} d\vec{v} = \Phi_D = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dv = Q.$$

Уравнения первое и второе несимметричны, в первое входит ток проводимости $\vec{j}_{\text{пр}}$, для которого нет аналогов во втором уравнении, т.к. невозможен «магнитный ток» - свободных магнитных зарядов не существует.

10.5. Уравнение электромагнитной волны

В вакууме

$$\vec{j}_{\text{пр}} = 0; \quad \varepsilon = 1; \quad \mu = 1.$$

Тогда первое и второе уравнения запишутся

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \end{cases}$$

Решая совместно эту систему из двух уравнений, исключим последовательно из системы уравнений характеристики электрического, а затем магнитного поля. Для этого слева и справа применим операцию *rot* дважды. Тогда

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \operatorname{rot} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

Из курса векторного анализа известно, что

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{a} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{a} - \Delta \vec{a},$$

где Δ – оператор Лапласа.

Для нашего случая

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} - \Delta \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \operatorname{rot} \vec{E}}{\partial t},$$

тогда

$$-\Delta \vec{H} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, \quad -\Delta \vec{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2},$$

или

$$\begin{cases} \Delta \vec{H} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0; \\ \Delta \vec{E} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \end{cases}$$

Полученные уравнения имеют вид волны, а поэтому можно сделать предположение, что такие волны существуют и реально. Одной из характеристик любого волнового процесса является скорость распространения волны. Найдем эту величину для распространяющегося электромагнитного поля, сопоставляя с уже известными волновыми процессами, например, с волнами в упругой среде.

Уравнение распространения волны в упругой среде имеет вид

$$\Delta U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0,$$

для струны U – смещение ее точек, c – скорость распространения волны.

Сравнение уравнений волн, рассмотренных выше дает

$$\frac{1}{c^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \Rightarrow c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}},$$

где c – скорость распространения электромагнитной волны в вакууме.

Вычисление полученной величины дает значение $c \approx 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с}$, что совпадает со значением скорости распространения света в вакууме. Для электромагнитной волны в среде вывод будет аналогичен, если вместо коэффициента μ_0 появится $\mu_0 \mu$, а вместо ε_0 величина $\varepsilon_0 \varepsilon$.

Тогда

$$\frac{1}{v^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \Rightarrow v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}} \Rightarrow v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}.$$

Отношение $\frac{c}{v}$ называется показателем преломления среды, поэтому можно записать соотношение

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon \mu} = n.$$

Это выражение называется в оптике *законом Максвелла*. Закон Максвелла объединяет теорию электромагнетизма с оптическими явлениями.

Таким образом, световые волны – это частный случай электромагнитных волн.

Сразу же после записи Максвеллом системы уравнений электромагнитных волн начался поиск электромагнитных волн в лабораторных условиях. Эта задача была блестяще решена Герцем, который впервые в 1887г. сумел получить электромагнитные волны с помощью изобретенного вибратора (*вибратор Герца*). Для средства связи электромагнитные волны были впервые применены А.С. Поповым в 1896г. (радиоволны).

Шкала электромагнитных волн.

В зависимости от частоты ν (или длины волны в вакууме $\lambda = \frac{c}{\nu}$), а так же способа излучения регистрации различают несколько видов электромагнитных волн.

Радиоволнами называют электромагнитные волны, длина которых в вакууме больше $5 \cdot 10^{-5}$ м ($\nu < 6 \cdot 10^{12}$ Гц).

В связи с особенностями распространения и генерации весь диапазон радиоволн принято делить на 9 поддиапазонов (*Таблица 1*).

Таблица 1.

<i>Название поддиапазона радиоволн</i>	<i>Длина волны, м</i>	<i>Частота, Гц</i>
Сверхдлинные	более 10^4	менее $3 \cdot 10^4$
Длинные	$10^4 - 10^3$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$
Средние	$10^3 - 10^2$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$
Короткие	$10^2 - 10$	$3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$
Метровые	$10 - 1$	$3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^8$
Дециметровые	$1 - 0,1$	$3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^9$
Сантиметровые	$0,1 - 10^{-2}$	$3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10}$
Миллиметровые	$10^{-2} - 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$
Субмиллиметровые	$10^{-3} - 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{12}$

Оптическим излучением или *светом* называется электромагнитные волны (электромагнитное излучение), длины которых в вакууме лежат в диапазоне от 10 нм до 1 мм (границы

условны). К оптическому излучению относят инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое излучения.

→ Инфракрасным излучением называется электромагнитное излучение, испускаемое нагретыми телами, длины волн которых в вакууме лежат в пределах от 1 мм до 770 нм ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$).

→ Видимым излучением (видимым светом) называется электромагнитное излучение с длиной волны в вакууме от 770 нм до 380 нм, которое способно непосредственно вызывать зрительное ощущение в человеческом глазе.

→ Ультрафиолетовым излучением называется электромагнитное излучение с длиной волны в вакууме от 380 нм до 10 нм.

Рентгеновским излучением называется электромагнитное излучение, которое возникает при взаимодействии заряженных частиц и фотонов с атомами вещества и длиной волны в вакууме, лежащими в широком диапазоне с условными границами от 10 – 100 нм до 0,01 – 1 пм.

Гамма-излучением называется электромагнитное излучение с длиной волн в вакууме менее 0,1 нм, которое испускается возбужденными атомами ядрами при радиоактивных превращениях и ядерных реакциях, а так же возникает при распаде частиц, аннигиляции пар «частица-античастица» и других процессах.

11. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Современное представление о природе света.](#)

[Интерференция света.](#)

[Методы осуществления когерентности в оптике.](#)

11.1. Современное представление о природе света

В соответствии с учением Максвелла (70-е годы XIX века) *свет – это электромагнитная волна*. В конце XIX века были получены экспериментальные факты, несогласующиеся с классической электродинамикой (фотоэффект, тепловое излучение и др.). С 1900 года, начиная с работы Планка о квантовании энергии излучения нагретых тел, развиваются новые, квантовые представления о природе излучения. В 1905г. Эйнштейн, изучая явление фотоэффекта пришел к выводу, что свет представляет собой поток квантов энергии

$$E = h\nu,$$

переносимых фотонами. Следовательно, с точки зрения современной физики свет обладает свойствами и волны, и частицы, то есть корпускулярно-волновым дуализмом.

В зависимости от длины волны λ и частоты ν излучение проявляет либо волновые либо корпускулярные свойства. Чем короче длина волны, тем более выражены корпускулярные свойства.

Световой видимый диапазон длин волн

$$\Delta \lambda: 750 (800) \text{ нм} - 400 \text{ нм}.$$

Волновой характер света проявляется в явлениях интерференции, дифракции, поляризации.

11.2. Интерференция света

Интерференция волн – явление усиления или ослабления амплитуды результирующей волны, в зависимости от соотношения между фазами складывающихся в пространстве двух или нескольких волн с одинаковыми периодами.

При интерференции нет суммирования интенсивности, а происходит перераспределение интенсивности в пространстве, т.е. в одних точках усиление (максимумы), а в других ослабление (минимумы). Рассмотрим математически сложение волн.

Монохроматическая световая волна описывается уравнением гармонических колебаний

$$a = A \cos \varphi = A \cos(\omega t - \varphi_0),$$

где a – величина напряженности электрического и магнитного полей для электромагнитной волны, A – амплитуда колебания, φ_0 – начальная фаза. Если в данную точку приходят две волны одинаковой частоты, то их уравнения можно записать:

$$\begin{aligned} a_1 &= A_1 \cos(\omega t - \varphi_1), \\ a_2 &= A_2 \cos(\omega t - \varphi_2), \end{aligned}$$

где φ_1, φ_2 – начальные фазы.

Результирующее поле равно сумме (в общем случае геометрической):

$$a = a_1 + a_2 = A \cos(\omega t - \varphi),$$

A – амплитуда результирующей волны, причем

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Среднее значение $\bar{A}^2 = I$ – интенсивность результирующего колебания, A_1^2 – интенсивность первого колебания, A_2^2 – интенсивность второго колебания

Очевидно, что $\bar{A}^2 \neq A_1^2 + A_2^2$, т.е. интенсивность результирующего колебания не равна сумме интенсивностей складываемых колебаний. Результат зависит от разности фаз $\Delta\varphi$.

Если частоты колебаний в обеих волнах одинаковы, а разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ постоянна, то такие волны называются *когерентными*.

Так как на практике колебания не бывают строго гармоническими, следовательно результирующее колебание меняется, поэтому будем говорить о *средней интенсивности*.

Вычислим среднюю интенсивность результирующего колебания за время τ

$$\begin{aligned} \bar{A}^2 &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} A^2 d\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1)) d\tau = \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cdot \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos\Delta\varphi d\tau. \end{aligned}$$

Возможны случаи.

1. $\Delta\varphi = const$,

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \Delta \varphi \, d\tau = \cos \Delta \varphi, \quad \bar{A}^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta \varphi,$$

$$\bar{A}^2 = I, \quad A_1^2 = I_1, \quad A_2^2 = I_2, \\ \bar{I} \neq I_1 + I_2,$$

интерференция есть.

2. $\Delta \varphi \neq const$,

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \Delta \varphi \, d\tau \rightarrow 0, \quad \bar{A}^2 = A_1^2 + A_2^2,$$

$$\bar{I} = I_1 + I_2,$$

интерференции нет.

Основным условием получения интерференции при сложении двух колебаний одной частоты является тот факт, что разность фаз величина постоянная

$$\Delta \varphi = const, \quad \bar{I} \neq I_1 + I_2.$$

$$\text{a) } \cos \Delta \varphi = +1, \quad \bar{A}^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2, \\ \bar{I} > I_1 + I_2,$$

усиление интенсивности (*максимум* интенсивности)

$$\text{b) } \cos \Delta \varphi = -1, \quad \bar{A}^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2, \\ \bar{I} < I_1 + I_2,$$

ослабление интенсивности (*минимум* интенсивности).

Если $A_1 = A_2$, то происходит *гашение колебаний* (темнота).

Таким образом, интерференция возможна при сложении двух когерентных колебаний ($\Delta \varphi = const$).

Источники, дающие излучение с $\Delta \varphi = const$, называются *когерентными источниками*, то есть взаимосвязанными, согласованными.

Если $\Delta \varphi \neq const$, то источники некогерентные (происходит усиление интенсивности).

Интерференционная картина представляет собой чередование максимумов и минимумов.

Все тепловые источники излучения некогерентны. Источниками когерентного излучения являются лазеры.

Найдем условия максимума и минимума интенсивности.

Максимум наступает при

$$\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = +1,$$

$$\varphi = kx = \frac{2\pi}{\lambda}x, \quad \varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi m,$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; k – волновой вектор.

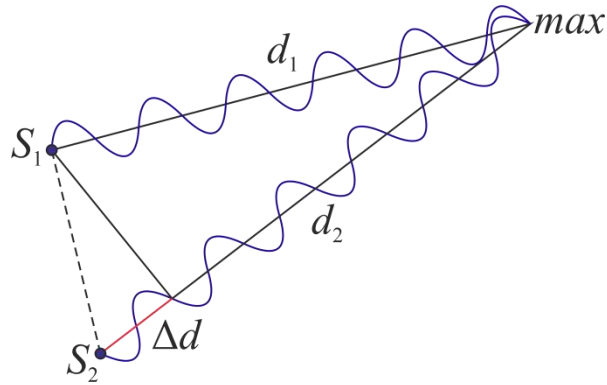


Рис. 11.1.

На рисунке 11.1. $\Delta d = d_2 - d_1$ – геометрическая разность хода; S_2, S_1 – источники.

В расчетах нужно брать *оптическую разность хода*, то есть с учетом показателя преломления

$$\delta = n_2 d_2 - n_1 d_1,$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} (n_2 d_2 - n_1 d_1) = 2\pi m.$$

1. Условие максимума

$$\delta = m\lambda.$$

Оптическая разность хода интерферирующих лучей равна целому числу длин волн или четному числу длин полуволен

$$\delta = 2m \frac{\lambda}{2}.$$

2. Условие минимума

$$\delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

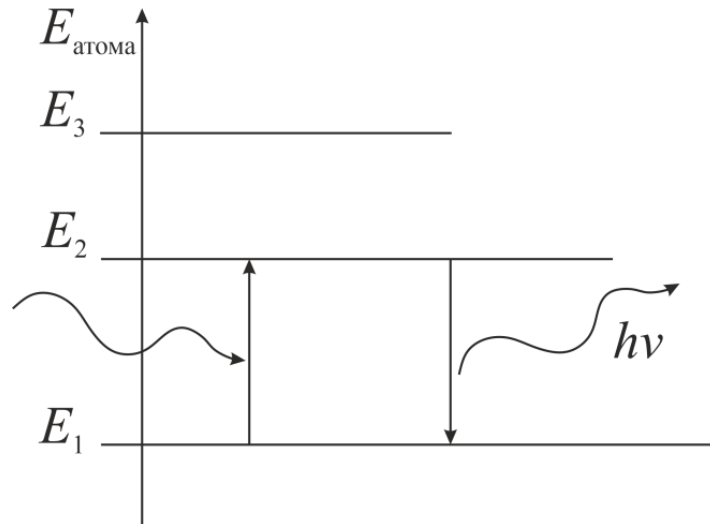
Если свет монохроматический, то на экране получается чередование темных и светлых полос ($\lambda = const$).

Если свет белый ($\lambda \neq const$), то интерференционная картина дает разные цвета (*спектр*).

11.3. Методы осуществления когерентности в оптике

Все тепловые источники дают некогерентные колебания. Источниками излучения в них являются атомы в возбужденном состоянии.

Время жизни такого атома мало, порядка $10 - 8$ с.



$E_1 = E_{min}$ – устойчивое (невозбужденное) состояние.

$\left. \begin{matrix} E_2 > E_1 \\ E_3 > E_1 \end{matrix} \right\}$ – все состояния с $E_i > E_1$ называются возбужденными состояниями.

$$\tau_{\text{невозб.сост.}} \rightarrow \infty, \quad \tau_{\text{возб.сост.}} \sim 10 - 8 \text{с}$$

Рис. 11.2.

Атом излучает *цуги волн*, несогласованные по фазе.

Волновой пакет (цуг волн) – это определённая совокупность волн, обладающих разными частотами.

Френель показал, что получить когерентные волны можно, используя излучение одного атома (1 цуг волн), разделив его на два излучения (путем отражения, преломления) и заставить эти волны встретиться после того, как они пройдут разные пути d_1 и d_2 .

Такие волны когерентны. При сложении они будут интерферировать.

На практике когерентные волны получают путем деления одной волны на две, применяя щели, зеркала, призмы и т.д.

Примеры получения когерентных волн.

Опыт Юнга (рисунок 11.3.).

Пусть S — точечный источник света, расположенный перед экраном с двумя параллельными прорезями S_1 и S_2 , a — расстояние между прорезями, и D — расстояние между экраном с прорезями и проекционным экраном.

Точка M на экране имеет для начала одну координату x — расстояние между M и ортогональной проекцией S на экран.

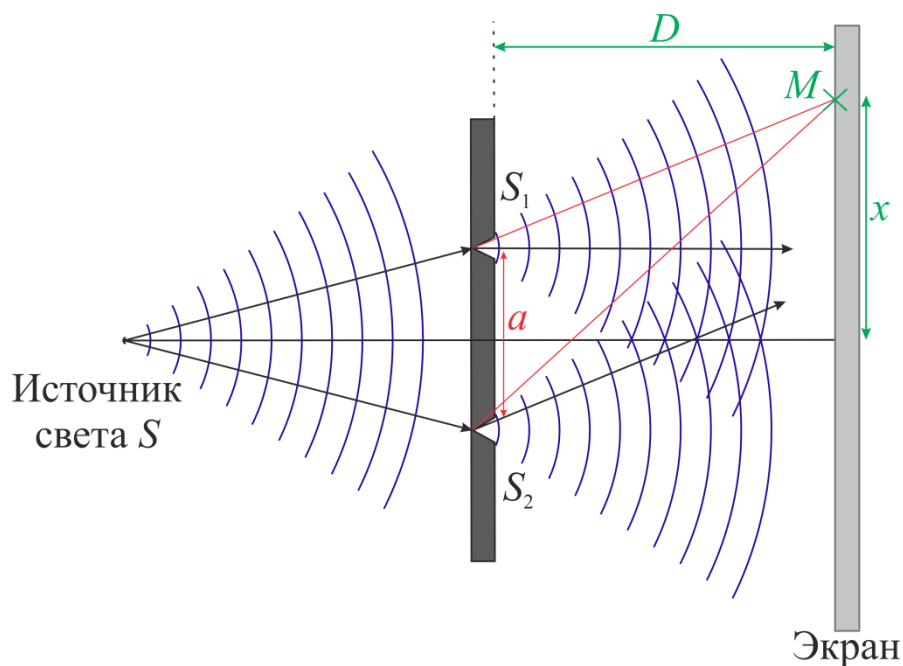


Рис. 11.3.

Существование интерференций зависит от разницы оптической длины между первым и вторым путем. Пусть M — точка экрана, на которую падают одновременно два луча из S_1 и S_2 . Для δ — разницы оптической длины путей, имеем следующее соотношение

$$\delta = S_2M - S_1M,$$

где S_1M — оптическая длина пути от источника S_1 до точки M на экране, S_2M — оптическая длина пути от источника S_2 до той же точки на экране.

Если $a \ll D$ и $x \ll D$, то разница оптической длины пути в среде с показателем преломления n , принимает упрощенное выражение

$$\delta = \frac{anx}{D}.$$

В воздухе (при обычных условиях) выражение принимает вид:

$$\delta \approx \frac{ax}{D}.$$

Освещённость — E в точке M связана с разницей оптической длины путей следующим соотношением

$$E = 2E_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta(M)}{\lambda} \right) \right],$$

где E_0 — освещенность, созданная первой или второй прорезью; λ — длина волны света, излучаемого источниками S_1 и S_2 .

Освещенность периодически изменяется от нуля до $4E_0$, что свидетельствует об интерференции света.

Яркие полосы на экране появляются, когда

$$\delta = m\lambda, \quad m \in N.$$

Темные полосы на экране появляются, когда

$$\delta = \frac{2m + 1}{2} \lambda, \quad m \in N.$$

Зеркала Френеля.

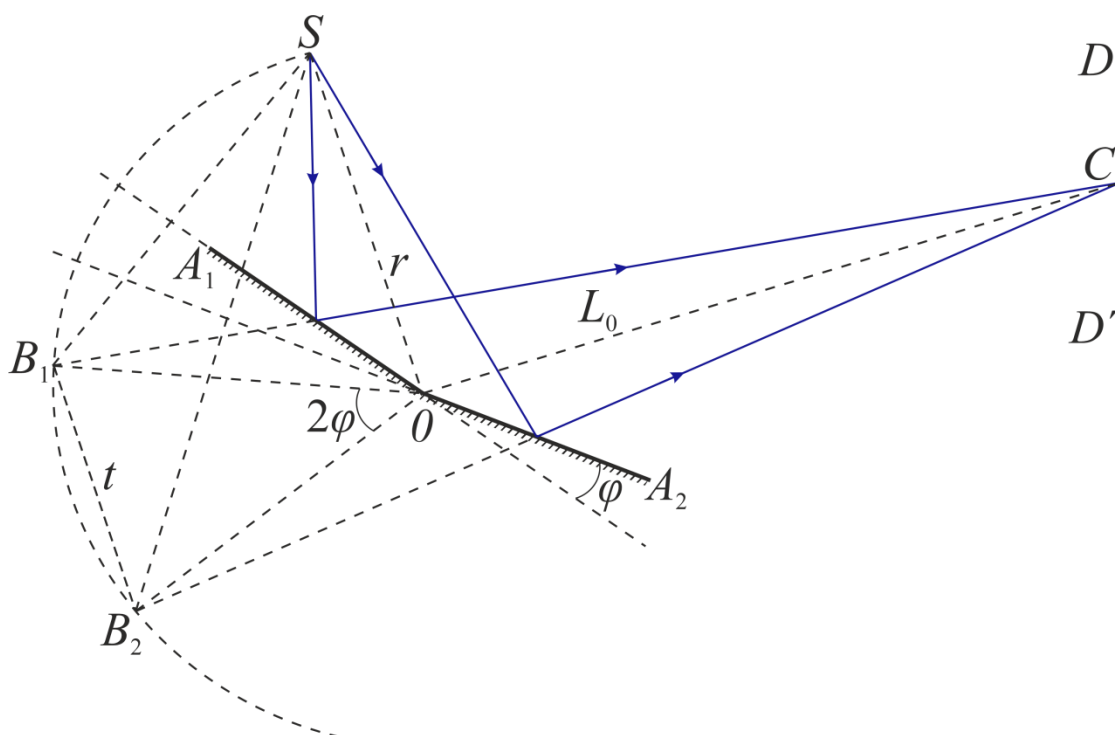


Рис. 11.4.

Френель предложил в качестве двух когерентных источников воспользоваться двумя изображениями одного и того же действительного источника света в двух плоских зеркалах. Схема опыта Френеля представлена на рисунке 11.4., где A_1O и A_2O — два плоских зеркала, расположенных под углом φ ; S — источник света,

находящийся на расстоянии r от места соприкосновения зеркал в точке O .

Опыт с зеркалами Френеля позволяет измерить длину световых волн λ .

Зеркала в опыте Френеля приходится располагать под весьма малым углом φ друг к другу, так как иначе полосы получаются слишком узкими. Источник света берется в виде узкой щели, параллельной ребру O , образованному зеркалами. При этом интерференционные максимумы имеют вид прямых параллельных полос.

При наблюдении в белом свете центральная полоса получается белая ($k = 0$, усиливаются лучи всех длин волн λ), остальные – окрашенные.

Бипризма Френеля.

Этот опыт представляет собою простой вариант с бизеркалами Френеля.

Свет от источника S преломляется в двух призмах с малыми преломляющими углами A и A' , сложенных основаниями (рисунок 11.5.).

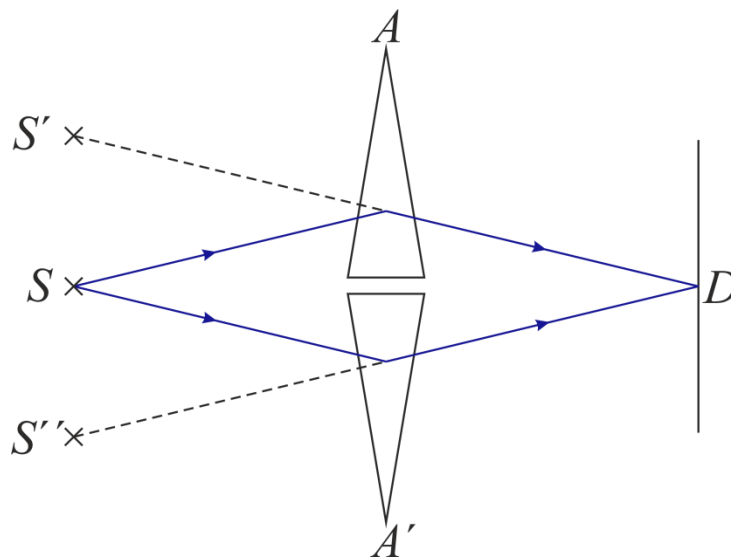


Рис. 11.5.

Призмы отклоняют лучи в противоположных направлениях и, таким образом, возникают два мнимых когерентных источника света S' и S'' . Лучи от этих источников, перекрываясь в области D , дают интерференционные полосы.

Билинза Бийе.

Билинза Бийе — собирающая линза, разрезанная по диаметру пополам, обе половинки которой раздвигаются. Прорезь закрывается непрозрачным экраном.

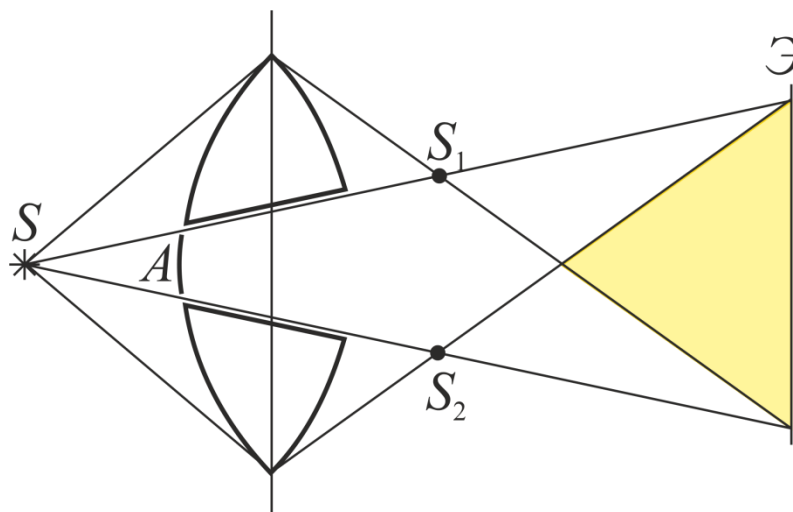


Рис. 11.6.

На билинзу направляется свет от щели S (рисунок 11.6.), параллельной плоскости разреза. В точках S_1 и S_2 получаются действительные изображения щели S . Лучи проходящие через них, дальше перекрываются (заштрихованная область на рисунке 11.6.), образуя интерференционную картину.

Опыты по получению интерференционной картины с помощью билинзы Бийе похожи на опыт Юнга, различия заключаются только в способе формирования вторичных источников.

Интерференция в тонких пленках.

→ *Полосы равного наклона* – чередующиеся тёмные и светлые полосы (интерференционные полосы), возникающие при падении света на плоскопараллельную пластину в результате интерференции лучей, отражённых от верхней и нижней её поверхностей и выходящих параллельно друг другу. Монохроматический свет, с длиной волны λ от точечного источника S (рисунок 11.7.), находящегося в среде с показателем преломления n , падает на пластину толщиной h и с показателем преломления n' , при отражении луча SA от верхней и нижней граней образуются

параллельные лучи AD и CE . Оптическая разность хода между такими лучами

$$\Delta L = n'(AB + BC) - nAN = 2n'h \cos \theta',$$

а соответствующая разность фаз

$$\delta = \left(\frac{4\pi h}{\lambda}\right) n' \cos \theta'.$$

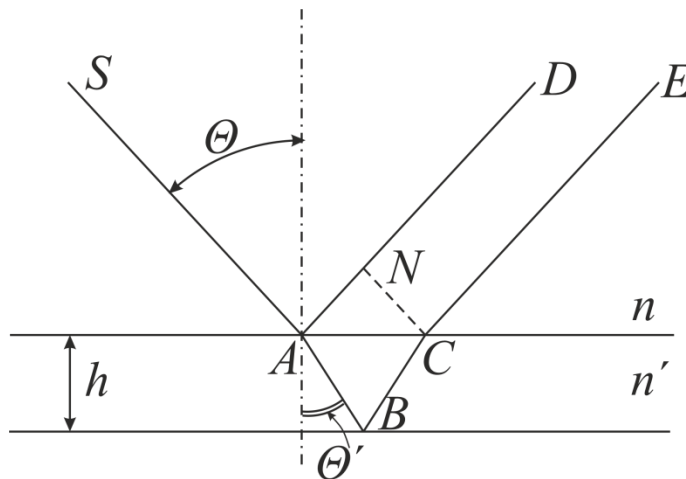


Рис. 11.7.

С учётом сдвига фаз на π при отражении

$$\delta = \left(\frac{4\pi h}{\lambda}\right) \sqrt{n'^2 - n^2 \sin^2 \theta'} + \pi,$$

т. е. при постоянстве h и λ разность фаз δ определяется наклоном лучей относительно пластины. При равном наклоне разность фаз постоянна.

→ *Полосы равной толщины – Кольца Ньютона.*

Кольца Ньютона — кольцеобразные интерференционные максимумы и минимумы, появляющиеся вокруг точки касания выпуклой линзы малой кривизны и плоскопараллельной пластины при прохождении света сквозь линзу и пластину.

Интерференционная картина в виде концентрических колец (колец Ньютона) возникает между поверхностями одна из которых плоская, а другая имеет большой радиус кривизны (например, стеклянная пластинка и плосковыпуклая линза). Исаак Ньютон исследовав их в монохроматическом и белом свете обнаружил, что радиус колец возрастает с увеличением длины волны (от фиолетового

к красному). Рассмотрим случай, когда монохроматическая волна падает почти перпендикулярно на плосковыпуклую линзу.

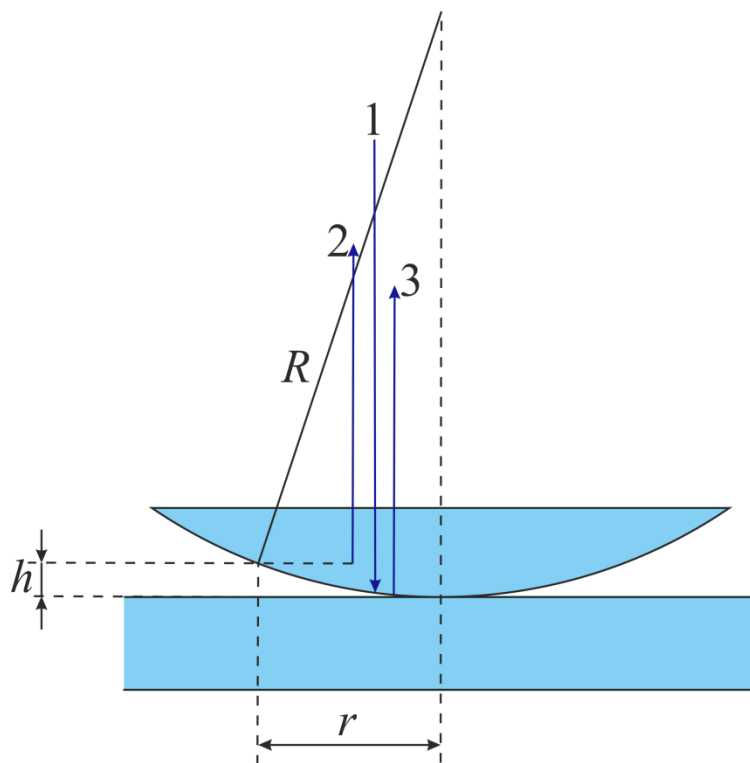


Рис. 11.8.

Деление одного колебания 1 (на рисунке 11.8.) на два когерентных происходит в результате отражения от верхней 2 и нижней 3 поверхности клина, образовавшегося в зазоре между линзой и плоскопараллельной пластинки. Разность фаз возникает из-за того, что волна 3 проходит больший путь, чем волна 2.

Если вторая волна отстает от первой на целое число длин волн, то, складываясь, волны усиливают друг друга, на интерференционной картине наблюдаем *максимум*

$$\Delta d = m\lambda,$$

где - m любое целое число, λ – длина волны.

Напротив, если вторая волна отстает от первой на нечетное число полуволн, то колебания, вызванные ими, будут происходить в противоположных фазах и волны гасят друг друга, на интерференционной картине наблюдаем *минимум*

$$\Delta d = (2m + 1) \frac{\lambda}{2},$$

где - m любое целое число, λ – длина волны.

Если известен радиус кривизны R поверхности линзы, то можно вычислить, на каких расстояниях от точки соприкосновения линзы со стеклянной пластиной разности хода таковы, что волны определенной длины λ гасят друг друга. Эти расстояния и являются радиусами темных колец Ньютона. Необходимо также учитывать тот факт, что при отражении световой волны от оптически более плотной среды фаза волны меняется на π , этим объясняется тёмное пятно в точке соприкосновения линзы и плоскопараллельной пластины.

Линии постоянной толщины воздушной прослойки под сферической линзой представляют собой концентрические окружности при нормальном падении света, при наклонном — эллипсы.

Радиус k -го светлого кольца Ньютона (в предположении постоянного радиуса кривизны линзы) в отражённом свете выражается следующей формулой

$$r_k = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda R}{n}},$$

где R — радиус кривизны линзы; $k = 2, 4, \dots$, λ — длина волны света в вакууме; n — показатель преломления среды между линзой и пластинкой.

Источниками когерентных излучений являются *лазеры*. Принцип действия лазеров рассматривается в квантовой физике, их называют *оптическими квантовыми генераторами (ОКГ)* излучения.

12. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Принцип Гюйгенса-Френеля.](#)

[Метод зон Френеля.](#)

[Дифракционные явления Френеля.](#)

[Дифракция Фраунгофера.](#)

[Дифракционная решетка.](#)

[Поляризация света.](#)

12.1. Принцип Гюйгенса – Френеля

Если на пути электромагнитной (световой) волны поставить щель, то на экране за щелью мы можем получить четкое изображение.

С изменением щели картина будет меняться. С уменьшением – изображение уменьшается до определенных размеров щели, при определенном положении щели может наступить такой момент, что изображение с уменьшением щели увеличивается, т.е. свет заходит в область геометрической тени, т.е. происходит «огибание» световыми лучами препятствий. Это явление было открыто Ф. Гримальди и получило название *дифракция света* (рисунок 12.1.).

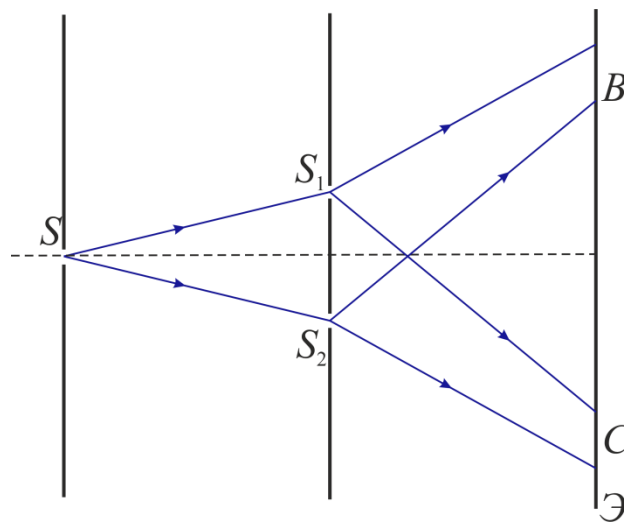


Рис. 12.1.

Явление дифракции заключается в том, что при прохождении через узкие отверстия или около краев непрозрачных экранов, свет испытывает отклонение от прямолинейного распространения, т.е. наблюдается огибание световыми волнами препятствий и

проникновение в область геометрической тени. При этом на экране наблюдается чередование максимумов и минимумов интенсивности, аналогично как при интерференции когерентных волн, т.е. основа явления интерференции и дифракции одна и та же, – это волновая природа света.

В реальной жизни мы можем наблюдать огибание звуковых волн препятствий больших размеров, но не видим огибание световой волны макротел, например, здания.

Дифракция возможна при условии, когда длина волны соизмерима с размерами преград.

Первоначальная теория дифракции была дана Френелем, который дополнил принцип Гюйгенса, принципом интерференции вторичных элементарных волн.

Принцип Гюйгенса заключался в том, что каждую точку волнового фронта можно рассматривать, как центр сферической элементарной волны (см. рисунок 12.2.).

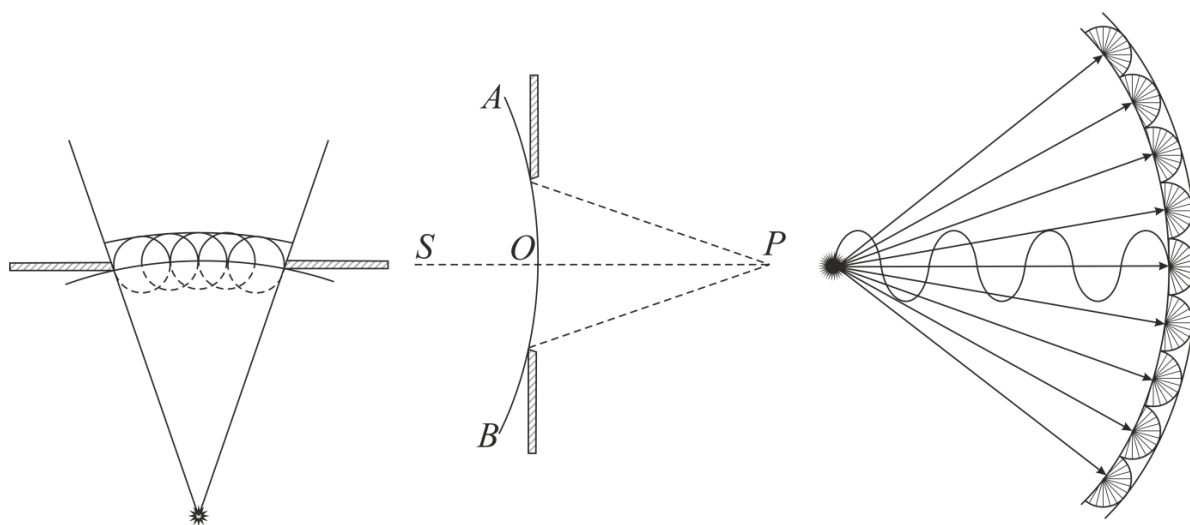


Рис. 12.2.

Френель дополнил принцип тем, что эти вторичные волны когерентны, следовательно, при сложении этих волн получаем явление интерференции

Этот принцип получил название *принцип Гюйгенса-Френеля*. Согласно этому принципу, при распространении волн, с ограниченным фронтом, свет будет наблюдаться в тех точках, где элементарные волны складываются в фазе, усиливая друг друга. В тех

точках, где элементарные волны приходят в противофазе они гасят друг друга, будет наблюдаться темнота.

12.2. Метод зон Френеля

По принципу Гюйгенса каждая точка фронта волны является источником элементарных волн.

Все точки фронта волны колеблются с одинаковой частотой в одной фазе, т.е. *когерентны* и при взаимодействии друг с другом интерферируют.

Для упрощения расчетов Френелем был предложен метод разбиения волнового фронта на зоны (участки), так что волны от двух соседних зон приходят в точку наблюдения в противоположных фазах и при сложении ослабляют друг друга (см. рисунок 12.3).

Если бы свет распространялся прямолинейно вдоль луча SrM , достаточно было бы на его пути поставить сколь угодно малый непрозрачный экран, наблюдалась бы темнота в точке M , но в действительности это не так.

Рассмотрим действие всего волнового неограниченного фронта в точке M .

Разбиваем на зоны Френеля, так, чтобы колебания в точке M проходили в противофазе, тогда когда разность хода от двух соседних волн отличается на $\frac{\lambda}{2}$.

Можно показать, что площади зон в некотором приближении одинаковы. С увеличением номера зоны k расстояние l_k возрастает, поэтому A_k (амплитуда) монотонно убывает, т.е.

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots$$

Так как фазы колебаний от двух соседних зон отличается на π , то амплитуда результирующего колебания в точке M определяется алгебраически, т.е. с учетом знака.

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

То есть, амплитуда от всех четных зон имеет один знак, от нечетных – противоположный.

$$A = \frac{A_1}{2} + \underbrace{\left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right)} + \underbrace{\left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right)} + \dots \quad (*)$$

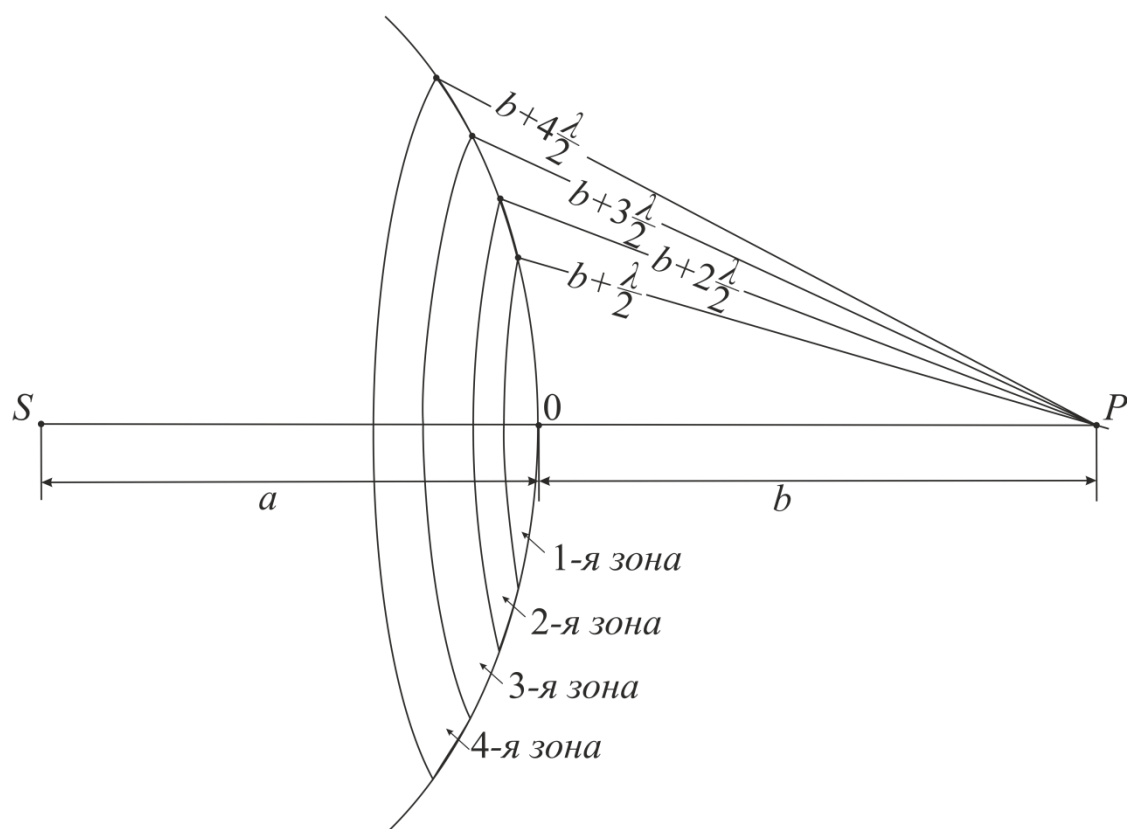
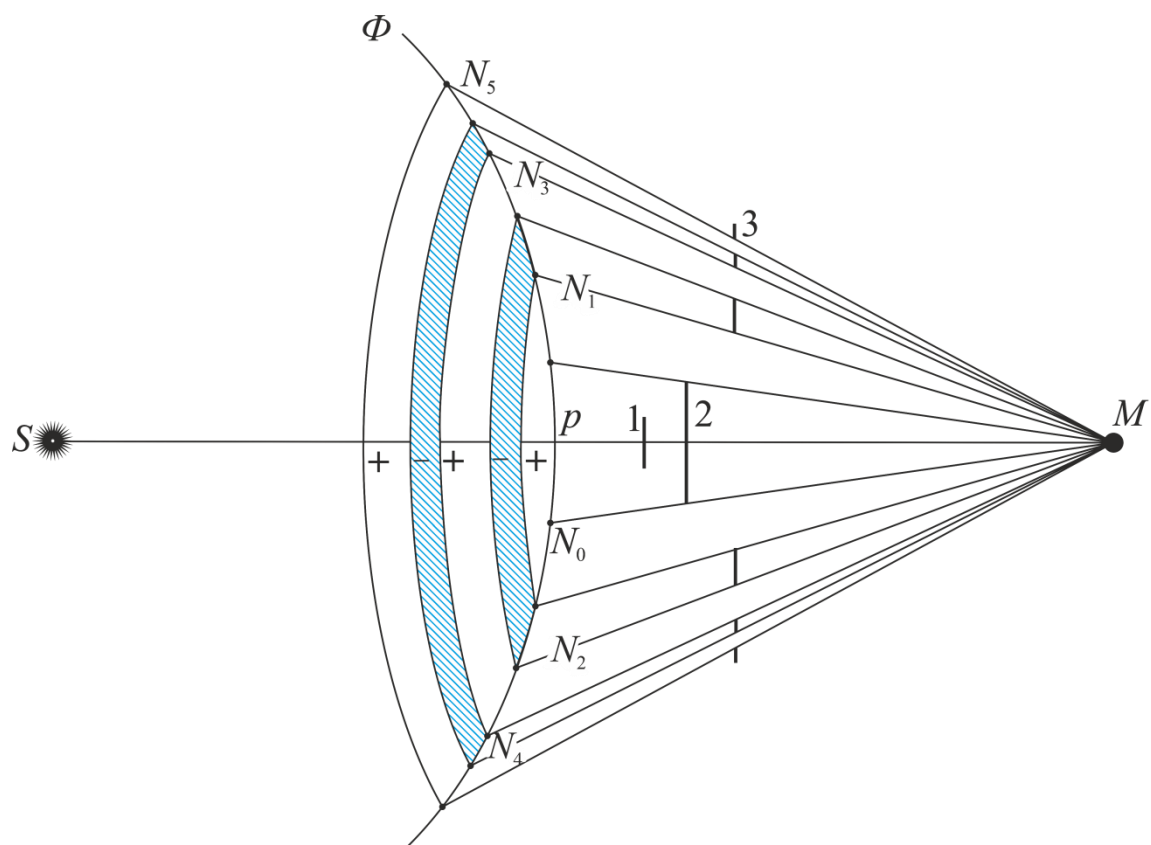


Рис. 12.3.

Так как амплитуда A_k монотонно убывает можно приближенно считать, что

$$A_k = \frac{A_{k-1} + A_{k+1}}{2}.$$

Следовательно, в формуле (*) выражения в скобках будут равны 0.

Перепишем формулу (*) при неограниченном фронте волны

$$A = \frac{A_1}{2}.$$

Итак, суммарная амплитуда от воздействия всего волнового фронта в точке наблюдения равна половине воздействия центральной зоны Френеля, иначе говоря, благодаря интерференции действие всего волнового фронта сводится к действию части первой зоны. Наблюдателю же кажется, что свет приходит к нему по прямой, так объясняется прямолинейность света с волновой точки зрения.

12.3. Дифракционные явления Френеля

Рассмотрим ограниченный фронт волны. Пусть свет проходит через круглое отверстие в непрозрачном экране (см. рисунок 12.4.).

Расстояние до первой зоны равно

$$l + \frac{\lambda}{2},$$

до второй зоны –

$$l + 2\frac{\lambda}{2},$$

и так далее.

Колебания от двух соседних зон в противофазе, следовательно, при сложении получаем гашение интенсивности. В этом случае результат интерференции в точке O будет зависеть от числа зон, укладывающихся в отверстие. В отверстие укладывается k зон Френеля. Результирующая амплитуда в точке наблюдения определяется по формуле

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_k.$$

Причем знак « + » ставится, если k – нечетное, а « – » — если k – четное.

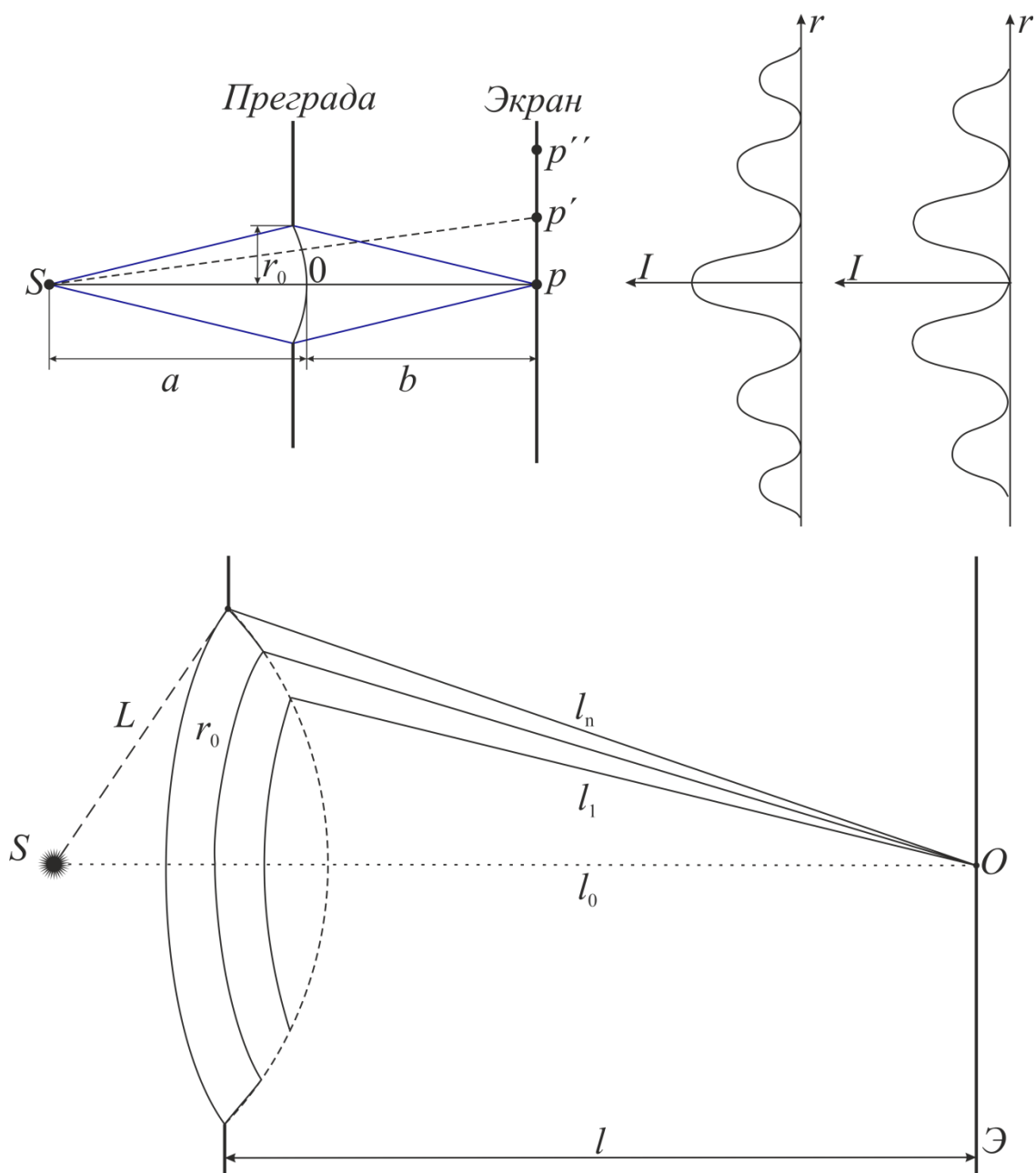


Рис. 12.4.

Очевидно, при четном числе зон их действие попарно ослабляют друг друга и амплитуда результирующего колебания в точке O будет незначительной.

При нечетном числе зон действие одной из зон остается неослабленной и амплитуда результирующего колебания будет больше, чем при четном количестве зон

$$A_p = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_k}{2},$$

где « + » для нечетного числа зон Френеля – усиление интенсивности

$$A_p = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2},$$

« – » для нечетного числа зон Френеля – ослабление интенсивности

$$A_p = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2}.$$

Таким образом, двигаясь вдоль прямой SA (где A , точка на этой прямой мы будем наблюдать усиление (ослабление) интенсивности. Если в отверстие укладывается одна первая зона Френеля, то получим

$$A_p = \frac{A_1}{2} + \frac{A_1}{2} = A_1,$$

то есть A_p максимально.

Если размеры отверстия увеличивать до бесконечности, то

$$A_p = \frac{A_1}{2},$$

приходим к неограниченному фронту волны.

Выводы из волновых представлений и представления о прямолинейном распространении совпадает, когда число открытых зон велико.

Если размеры отверстий велики, по сравнению с размерами зон Френеля, то чем короче длина волны, тем меньше размеры зон и тем точнее можно пользоваться приближенными понятиями лучевой (геометрической) оптики.

12.4. Дифракция Фраунгофера

Дифракция Фраунгофера – это дифракция в параллельных лучах (см. рисунок 12.5.). На щель шириной b падает параллельный пучок лучей. В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля, точки щели являются вторичными источниками волн, колеблющимися в одной фазе.

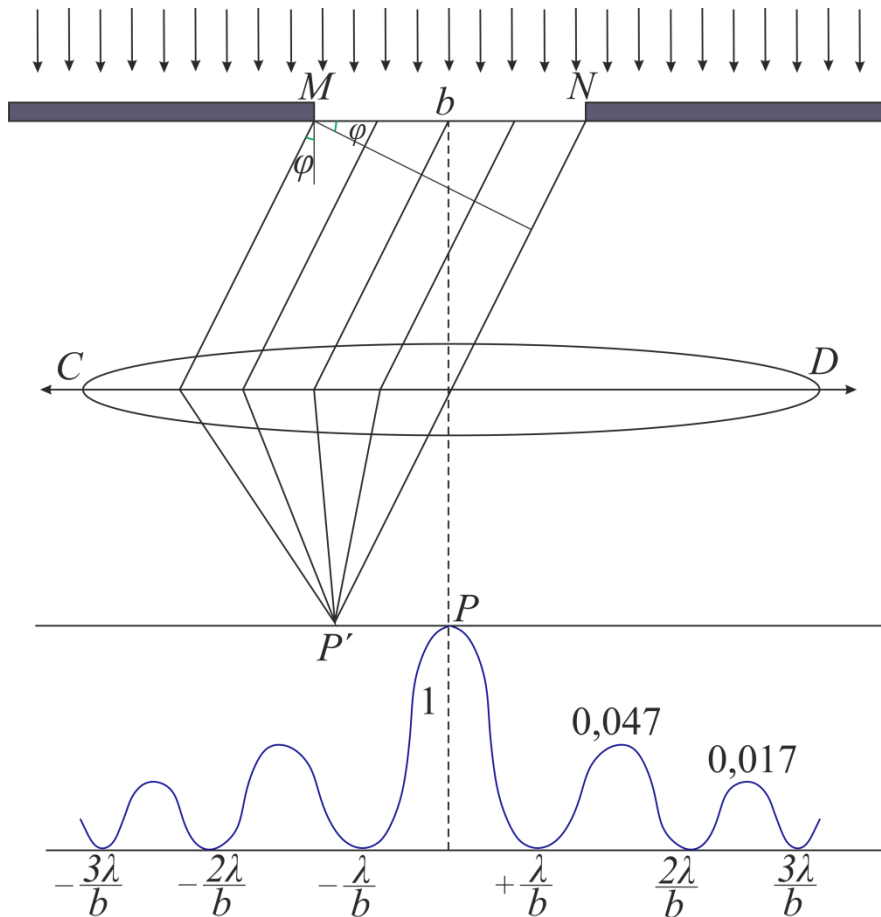


Рис. 12.5.

Рассмотрим, распространяющиеся от точек плоскости MN лучи в направлении, составляющем угол φ с первоначальным. Эти параллельные лучи, после преломления в линзе, сойдутся в т P' . На экране получим результат интерференции волн.

Если $\lambda = const$, то на экране чередование темных и светлых полос (монохроматическое излучение).

Если $\lambda \neq const$ (белый свет), то получаем разложение по длинам волн (спектр) (окрашенная картина). Оптическая разность хода равна

$$\delta = b \cdot \sin\varphi.$$

Минимум, если

$$b \cdot \sin\varphi = \pm 2 \cdot m \cdot \sin\frac{\lambda}{2}.$$

Максимум если

$$b \cdot \sin\varphi = (2m + 1) \cdot \sin\frac{\lambda}{2}.$$

12.5. Дифракционная решетка

Для увеличения интенсивности и более четкого разделения цветов, надо взять не одну щель, а систему щелей, т.е. дифракционную решетку.

Дифракционная решетка представляет собой ряд параллельных щелей одинаковой ширины b , разделенные непрозрачными промежутками a . Сумма $b + a = d$ называется *периодом решетки* (*постоянная решетки*).

Дифракционную решетку можно получить следующим образом. На прозрачную стеклянную пластинку с помощью делительной машины наносят ряд тонких параллельных штрихов, т.е. выставляют непрозрачные промежутки (см. рисунок 12.6.).

Для дифракционной решетки картина меняется.

→ Центральный максимум становится более интенсивным. Интенсивность увеличивается в N^2 раз, где N число щелей решетки.

→ Центральный максимум становится более узким.

→ Между главными максимумами появляется $N - 1$ добавочных минимумов.

→ Побочные максимумы значительно слабее главного максимума.

→ Картина более четкая, яркая.

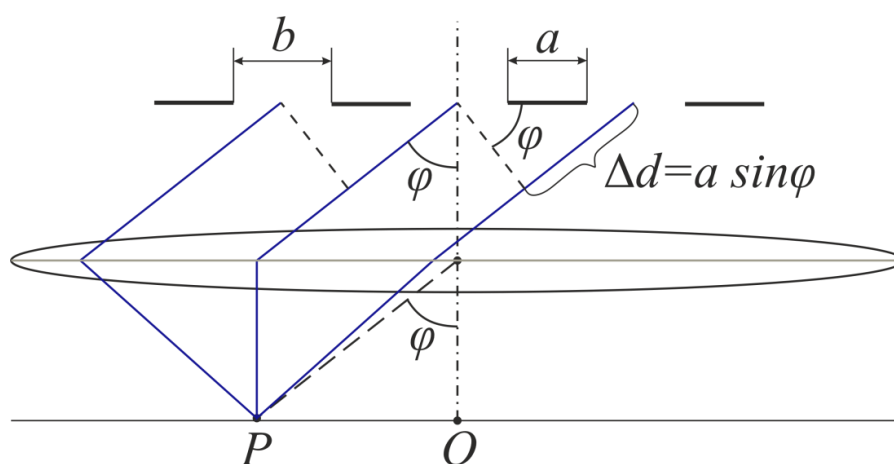


Рис. 12.6.

Сложный свет решетки раскладывается в спектр, поэтому дифракционная решетка является простейшим *спектральным прибором* для излучения различных систем (например, атомов).

12.6. Поляризация света

Электромагнитные волны (и свет), как мы знаем, *поперечны* (рисунок 12.7.).

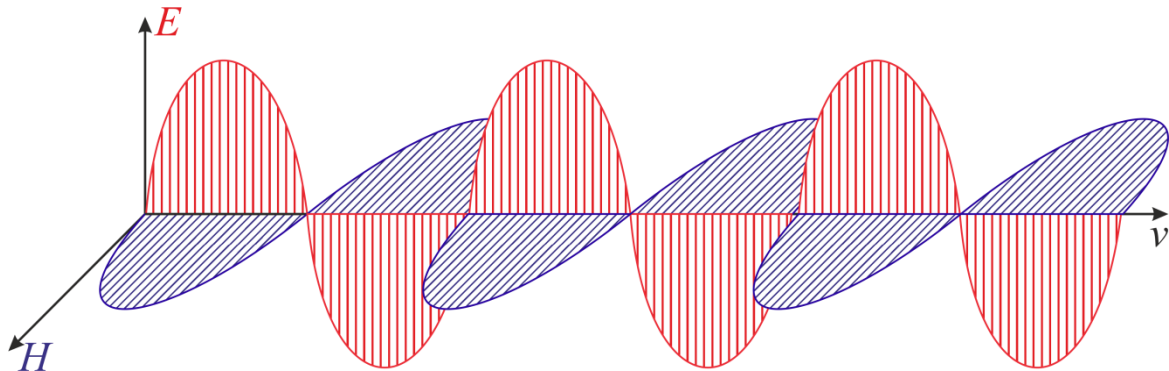


Рис. 12.7.

Явления интерференции и дифракции не подтверждают поперечность световой волны, это доказывает явление *поляризации света*.

Свет от большинства источников (тепловые источники) непосредственно не обнаруживает тех свойств, которые бы указывали на поперечный характер этих колебаний. Дело в том, что в любом тепловом источнике излучают отдельные атомы, фазы колебаний их хаотически меняются, также хаотически изменяются и направления колебания векторов \vec{E} и \vec{H} .

Свет, у которого направление векторов \vec{E} и \vec{H} беспорядочно изменяется в пространстве, называется *естественным (неполяризованным)*. Такой свет не испытывает асимметрии относительно направления распространения (см. рисунок 12.8.).

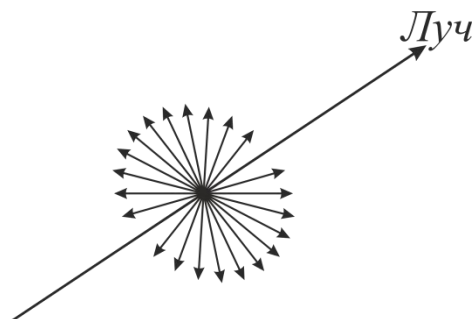


Рис. 12.8.

Свет (электро-магнитная волна), у которого направление колебаний \vec{E} и \vec{H} либо сохраняется неизменным, либо испытывает закономерные изменения ориентации (например, вращается), называется *поляризованным*.

Лазер – источник поляризованного излучения.

Поляризованный свет можно получить и из естественного света с помощью приборов – *поляризаторов*. Если колебания светового вектора происходят только в одной плоскости, свет называется, *плоско-поляризованным* или *линейно-поляризованным* (см. рисунок 12.9.).

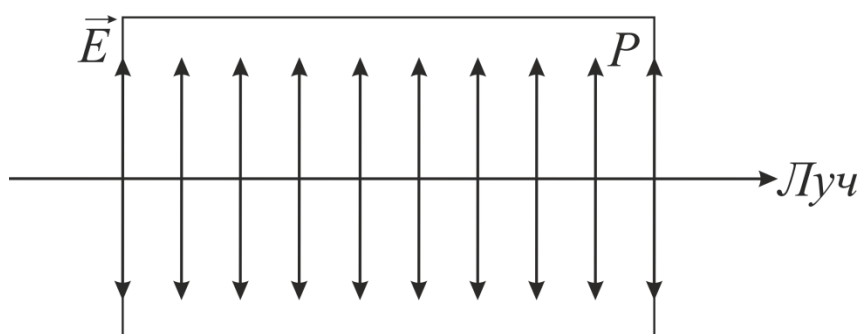


Рис. 12.9.

Простейшим примером неплоскополяризованного света является *свет, поляризованный по кругу*, в этом случае направление колебаний вектора \vec{E} (и \vec{H}) такие, что конец вектора \vec{E} равномерно вращается по кругу. Если описывается эллипс (при вращении \vec{E}) – свет называется *эллиптически поляризованным*. Поляризованный по кругу свет можно представить как сумму двух поляризованных взаимно перпендикулярных колебаний с закономерно сдвинутыми фазами.

Рассмотрим, какими способами можно из естественного света выделить поляризованный определенным образом.

Посмотрим аналогию на механической модели – плоскость колебаний нити параллельной плоскости P – волна пройдет (рисунок 12.10. *а*). Если же плоскость колебаний перпендикулярна пластинам – то последние будут препятствовать поперечным колебаниям нити и не пропустят такую волну (рисунок 12.10. *б*).

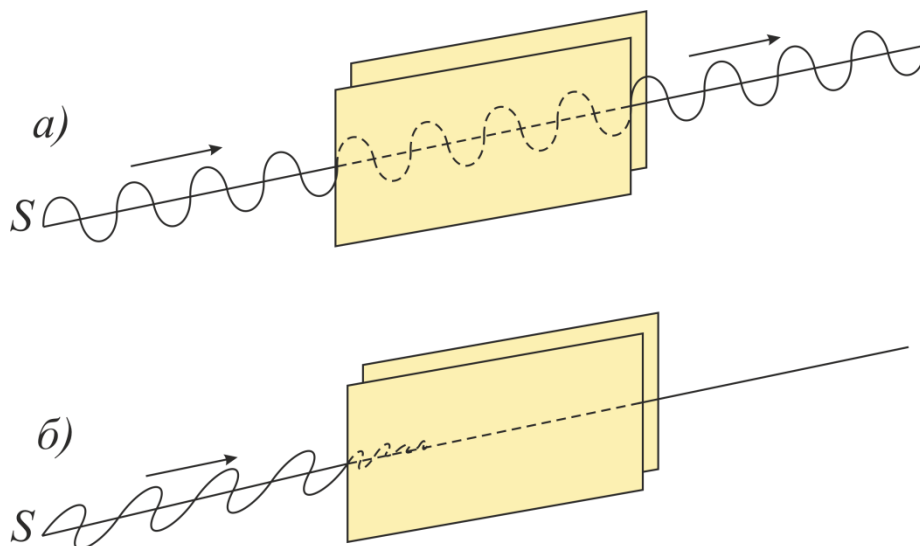


Рис. 12.10.

Аналогичные условия можно создать и для световых волн. Для этого световую волну надо пропустить через среду, структура и свойства которой в различных направлениях перпендикулярных направлению луча различны. Такая среда *анизотропна*.

Анизотропными средами для света являются *кристаллы*. При прохождении света через некоторые кристаллы удается пространственно разделить естественный свет на два поляризованных. Если кристалл анизотропен, то диэлектрическая проницаемость по координатным осям различна

$$\epsilon_x \neq \epsilon_y,$$

следовательно разным будет и показатель преломления $n_x \neq n_y$, где n определяется законом Максвелла

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}.$$

В формуле $\mu = 1$, $n_x = \sqrt{\epsilon_x}$, $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$.

Следовательно и скорость распространения различна в разных направлениях. Следовательно из кристалла выйдет не один, а два луча, преломленные под разными углами (рисунок 12.11).

Это явление называется – *двойное лучепреломление*.

В кристаллах можно выбрать направление, вдоль которого не наблюдается двойного лучепреломления. Это направление называется *оптической осью кристалла*.

Если такое направление одно – это *одноосный кристалл* (например, исландский шпат), также может быть *двуосный кристалл* – слюда, гипс, турмалин.

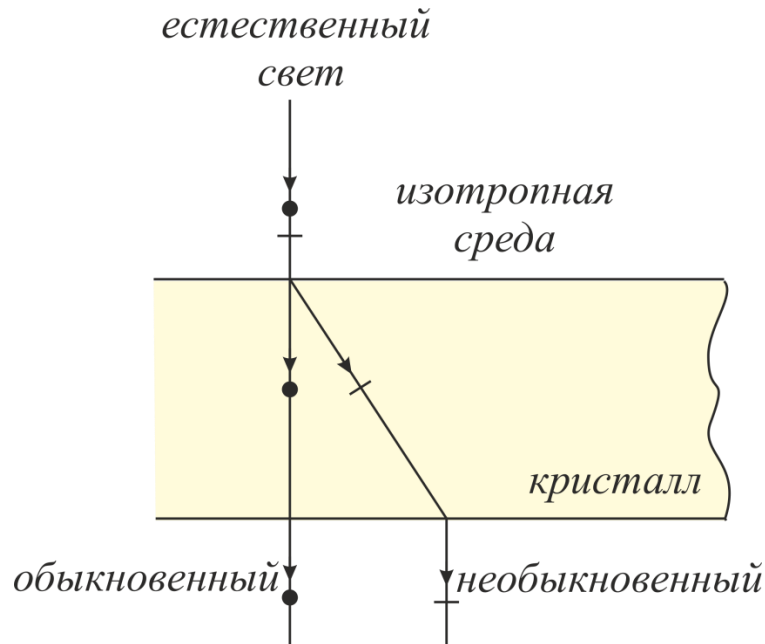


Рис. 12.11.

Оба луча полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

Обыкновенный луч (●) подчиняется законам геометрической оптики. Для необыкновенного луча (–) не выполняется основной закон преломления – закон синусов.

Необыкновенность луча проявляется и в том, что для него нарушается поперечность электромагнитной волны. Лучи обыкновенные и необыкновенные полученные при двойном лучепреломлении из естественного – не когерентны, они не интерферируют.

Существуют кристаллы (например, турмалин), в которых обыкновенные и необыкновенные лучи поглощаются по-разному. Это явление называется *дихроизмом*. Это свойство кристаллов используется для получения поляризованного света. В кристалле турмалина дихроизм сильно выражен, необыкновенный луч практически полностью поглощается при $d_{пл} \approx 1$ мм. Естественный свет, падающий на пластинку турмалина, выходит из нее полностью

поляризованным в одном направлении. Такая пластинка называется *поляризатор*.

Существуют также и другие способы получения поляризованного света.

Если на поляризатор падает естественный свет, то из него выходит поляризованный (см. рисунок 12.12.).

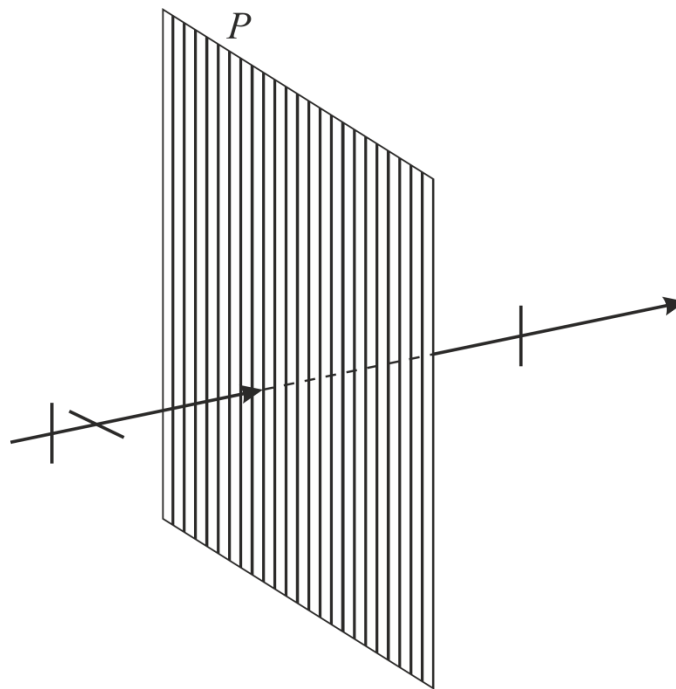


Рис. 12.12.

Поляризатор P будем изображать в виде пластинки со штриховкой параллельной плоскости колебаний электрического вектора, назовем ее *плоскостью поляризатора*.

Посмотрим, как изменится интенсивность луча, прошедшего поляризатор.

Общая интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды напряженности

$$I \sim E^2.$$

Ввиду хаотичности величины и направления вектора \vec{E} интенсивности лучей, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях в среднем одинаковы и интенсивность света прошедшего через поляризатор равна половине интенсивности естественного света, падающего на поляризатор

$$I_p = \frac{1}{2} I_{\text{ест.}}$$

Чтобы убедиться, что полученный свет поляризован и определить направление поляризации, поставим на его пути вторую поляризующую пластинку A , которую в этом случае назовем *анализатором*.

Если плоскости пропускания P и A параллельны друг другу (рисунок 12.13.), то поляризованный луч пройдет через A почти не изменяя своей интенсивности.

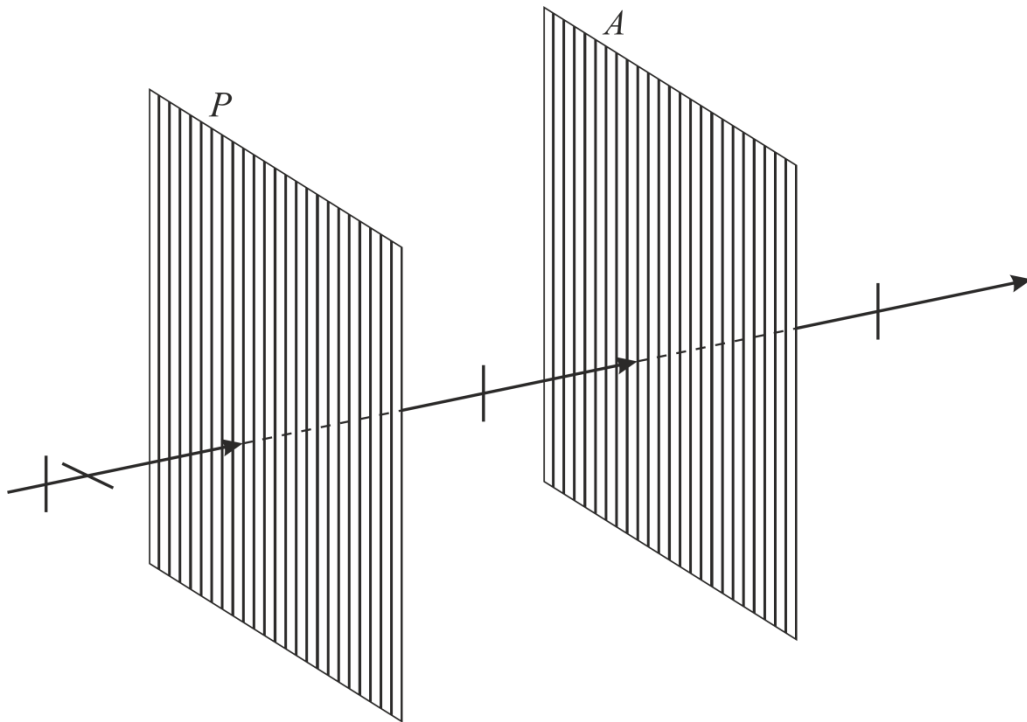


Рис. 12.13.

Если плоскости P и A перпендикулярны друг другу (рисунок 12.14.), то анализатор полностью погасит падающий на него свет. Говорят, что P и A *скрещены*.

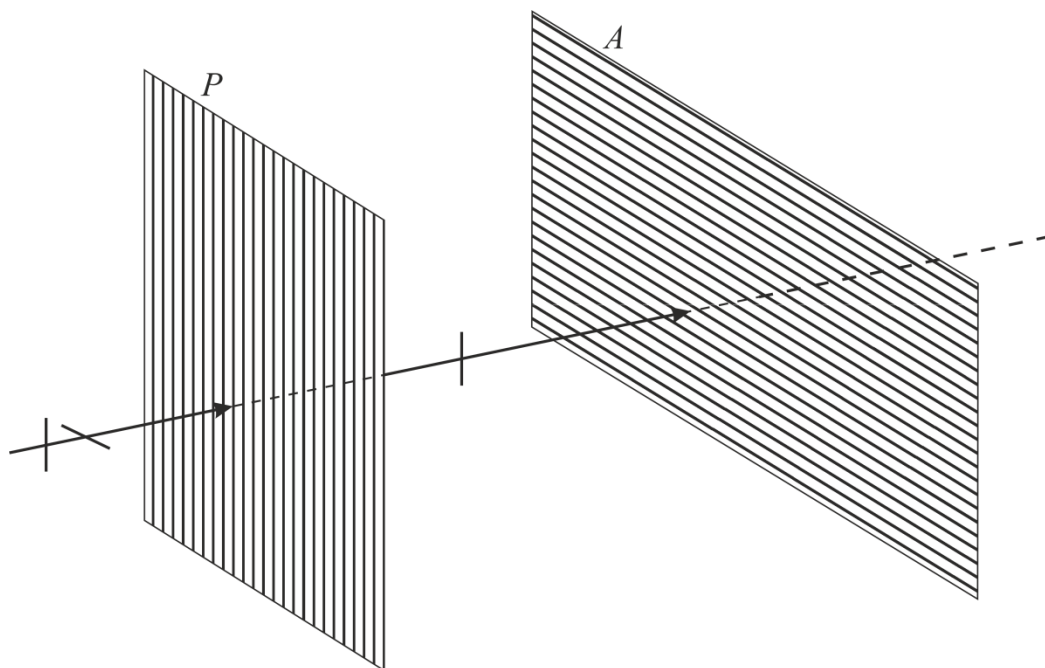


Рис. 12.14.

В промежуточных случаях (рисунок 12.15.), т.е. когда между плоскостями P и A угол $\alpha \neq 90^\circ$ и $\alpha \neq 0^\circ$, то интенсивность света, прошедшего через A определяется их взаимной ориентацией и будет изменяться от 0 до I_p – максимального значения.

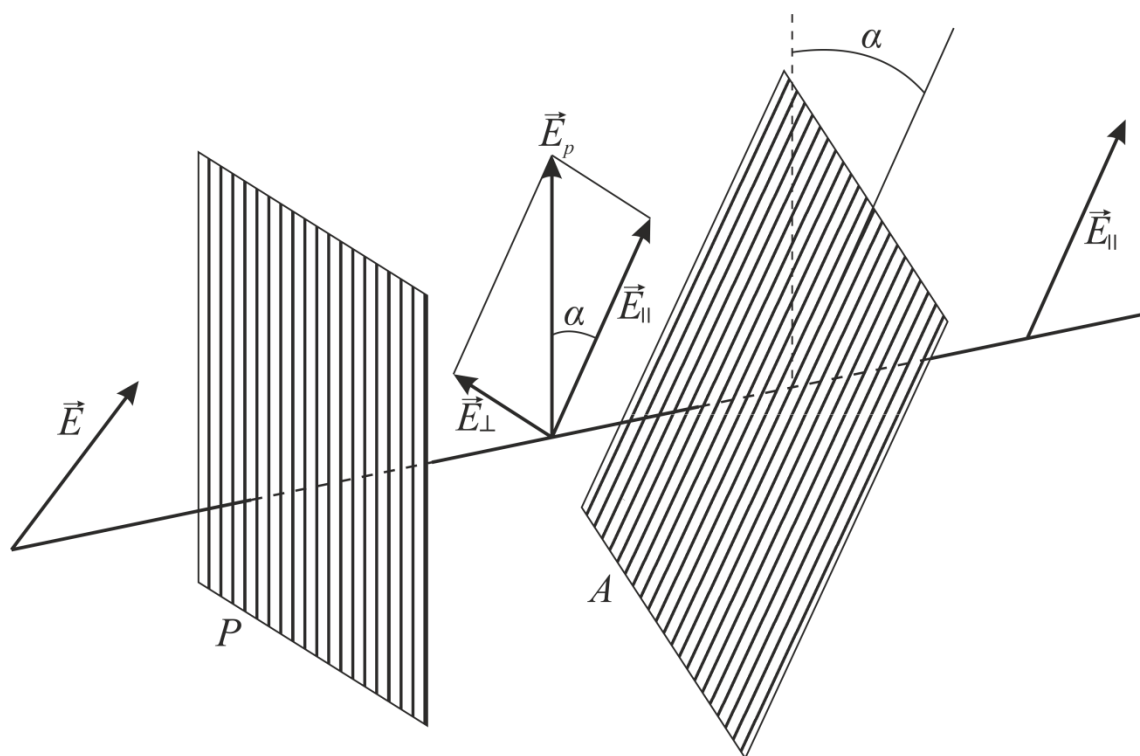


Рис. 12.15.

Пусть плоскость A повернута относительно плоскости P на угол α , \vec{E}_p – амплитуда колебаний электрического вектора, прошедшего через P .

Разложим \vec{E}_p на две составляющие, \vec{E}_{\parallel} параллельную плоскости A , и \vec{E}_{\perp} перпендикулярную плоскости A .

Одна составляющая — \vec{E}_{\perp} погасится плоскостью A , а другая \vec{E}_{\parallel} — пройдет. Из рисунка 12.15. видно, что

$$E_{\parallel} = E_p \cos \alpha.$$

Тогда интенсивность света, прошедшего анализатор A , запишется

$$I_A = I_p (\cos \alpha)^2,$$

или

$$I_A = \left(\frac{1}{2} I_{\text{ест}} \right) \cos^2 \alpha.$$

Последняя формула представляет закон Малюса.

Свет, в котором колебания \vec{E} одного направления преобладают над колебаниями других направлений называют *частично поляризованным*.

Если частично поляризованный свет пропустить через поляризатор, то при вращении прибора вокруг направления луча интенсивность прошедшего света будет меняться в пределах от I_{\max} до I_{\min} (при повороте на угол $\frac{\pi}{2}$), за один полный оборот два раза будет достигаться максимальное и два раза минимальное значения интенсивности.

Степенью поляризации называют выражение

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

Свет поляризуется и при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков. При отражении света степень поляризации зависит от угла падения луча на отражающую поверхность. При определенном угле падения i , отраженный свет является полностью поляризованным. Величина этого угла полной поляризации зависит от относительного показателя преломления n_{21} второй среды

относительно первой, и определяется по *закону Брюстера* соотношением

$$\operatorname{tg}(i_{\text{Б}}) = n_{21}.$$

Если на границу раздела двух сред падает естественный свет под углом Брюстера, то отраженный свет поляризован полностью, а преломленный – частично.

При прохождении плоскополяризованного света через некоторые вещества, наблюдается вращение плоскости колебаний светового вектора или говорят – вращение плоскости поляризации (рисунок 12.16.). Вещества, обладающие такой способностью, называются *оптически активными*. К ним относятся кристаллические тела (например, кварц), чистые жидкости (например, скипидар) и растворы оптически активных веществ (например, водные растворы сахара).

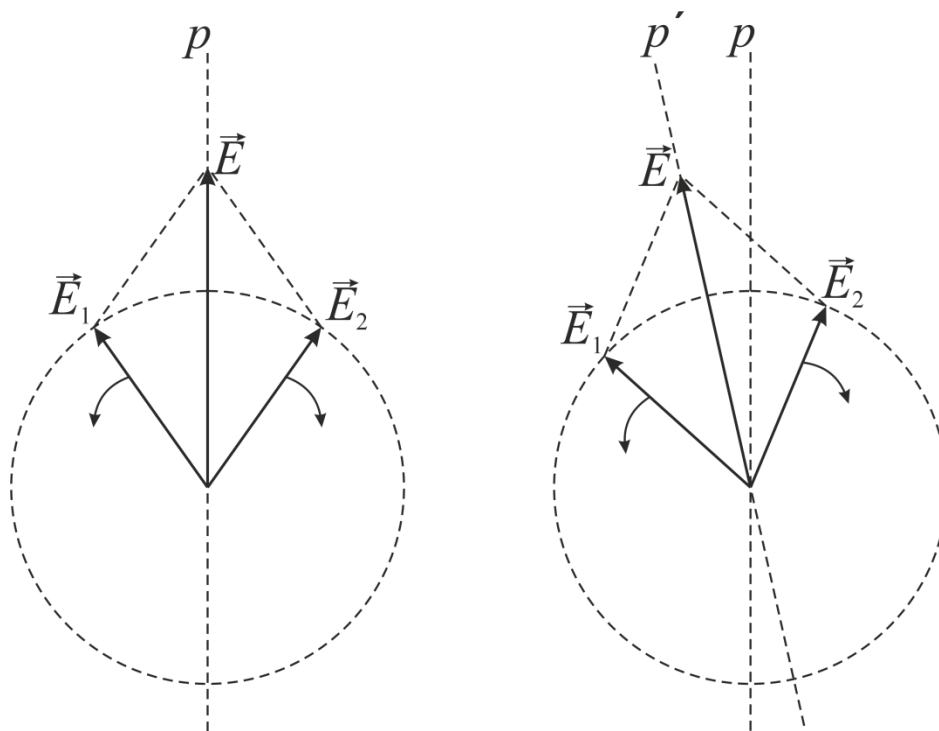


Рис. 12.16.

В кристаллах угол поворота φ пропорционален пути l , пройденному лучом в кристалле

$$\varphi = \alpha l,$$

где α – коэффициент, называемой *постоянной вращения*, она зависит от λ – *дисперсии вращательной способности*.

В растворах угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути луча в растворе l и концентрации активного вещества c

$$\varphi = \alpha cl,$$

где α – *удельная постоянная вращения*.

В зависимости от направления вращения оптически активные вещества делятся на *правовращающие* (по часовой стрелке, если смотреть навстречу лучу) и *левоповращающие* (против часовой стрелки).

Кристаллы кварца встречаются как правовращающие так и левоповращающие (по своему строению они антисимметричны). Это явление используется в таких приборах как поляриметры, сахариметры, с помощью которых можно определить процентное содержание сахара в водном растворе.

13. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ. ФОТОЭФФЕКТ. ЗАКОНЫ ФОТОЭФФЕКТА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Фотоэлектрический эффект.](#)

[Законы фотоэффекта.](#)

[Уравнение Эйнштейна.](#)

13.1. Фотоэлектрический эффект

Рассмотренные выше явления интерференции, дифракции, поляризации подтверждают волновую природу света, которую изучает классическая (волновая) физика.

С работ Эйнштейна по фотоэффекту (1905г.) начинает развиваться новая, квантовая физика, в соответствии с которой свет (электромагнитное излучение) представляет собой поток квантов энергии.

В соответствии с современной физикой излучению присущ корпускулярно – волновой дуализм.

Фотоэффект бывает внешний, внутренний, вентельный.

Будем рассматривать внешний фотоэффект. Г.Герц проводил эксперименты по получению электромагнитных волн на устройстве «разрядник (вibrator) Герца».

Герц обнаружил, что если межэлектродный промежуток облучать ультрафиолетом, то искра пробежит быстрее. Эти работы считаются открытием фотоэффекта (1887 г.).

1888 г. – прибор Столетова. В работах Столетова был получен *внешний фотоэффект*, то есть испускание электронов с поверхности отрицательно заряженной цинковой пластинки с (рисунок 13.1.) при облучения ее ультрафиолетом (дуговой разряд).

Гальванометр G фиксирует электрический ток.

Столетовым были получены следующие закономерности.

1. Пластинка разряжается только, если она заряжена отрицательно.
2. Явление наблюдается только при коротковолновом облучении.
3. Величина возникающего фототока пропорциональна световому потоку Φ

$$I_{\Phi} \sim \Phi.$$

4. Фотоэффект безинерционен.

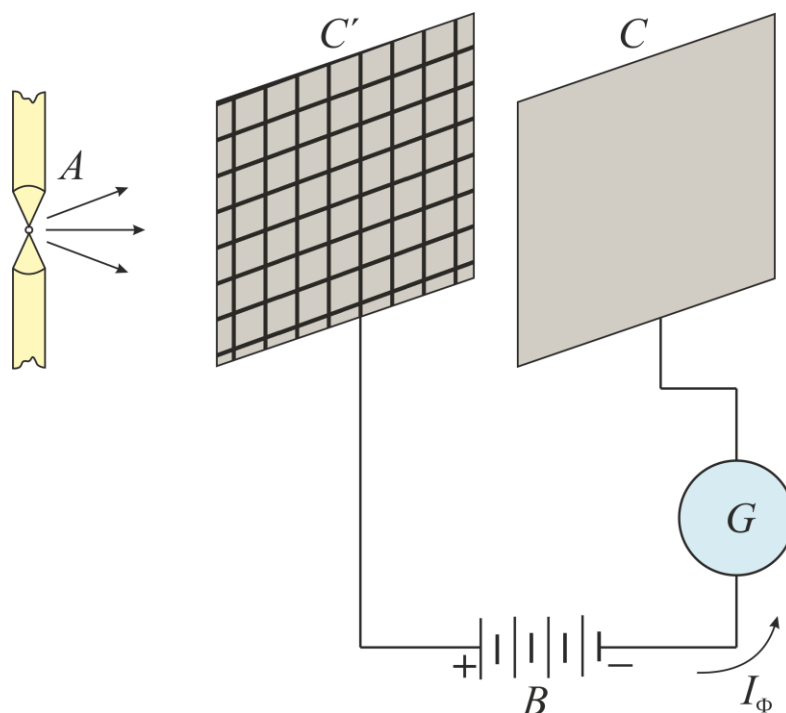


Рис. 13.1.

Величина фототока насыщения пропорциональна падающему световому потоку при неизменном его спектральном составе:

$$I = y\Phi,$$

где коэффициент y является мерой чувствительности облучаемого участка. Чувствительность y зависит от спектрального состава излучения. Формулой записан закон Столетова. Здесь под Φ можно понимать и поглощённый металлом световой поток, поскольку оба потока (падающий и поглощённый) пропорциональны друг другу.

13.2. Законы фотоэффекта

Закономерности фотоэффекта изучают с помощью фотоэлементов (рисунок 13.2).

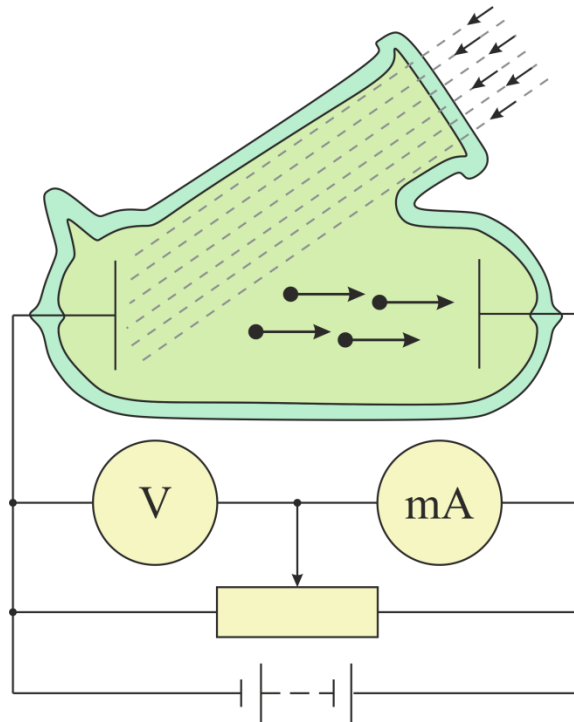


Рис. 13.2.

Рассмотрим явление при различных условиях.

1. Пусть величина светового потока и частота постоянны

$$\Phi = \text{const}, \quad \nu = \text{const}.$$

Исследуем зависимость $I(U)$. Полученная вольтамперная характеристика представлена на рисунке 13.3.

Можно сделать вывод, что при $\Phi = \text{const}$ имеем

$$I_{\Phi} = \text{const}.$$

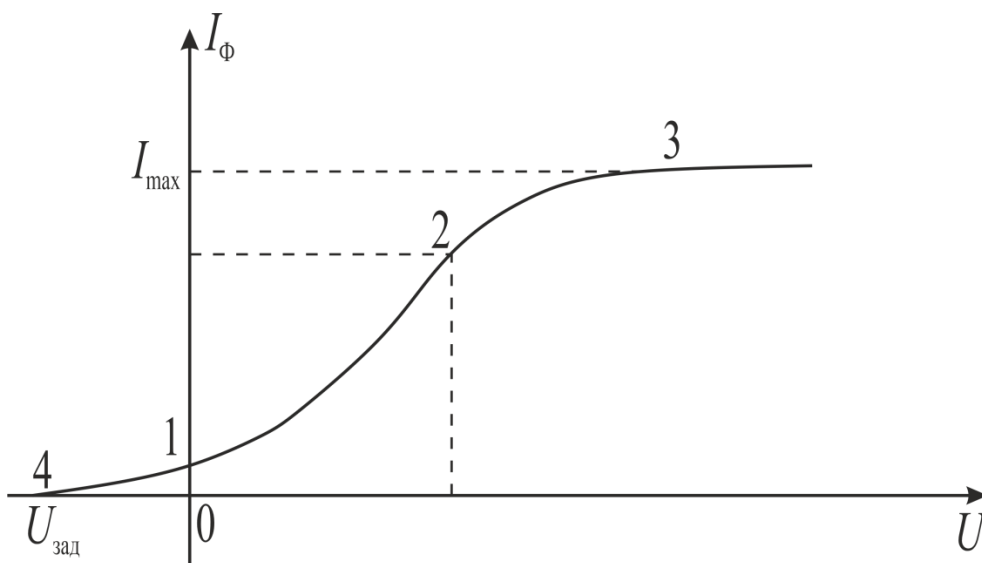


Рис. 13.3.

2. Пусть частота постоянна, а величина светового потока изменяется

$$\Phi \neq \text{const}, \nu = \text{const}.$$

С увеличением светового потока сила тока увеличивается (рисунок 13.3.), то есть, если

$$\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3,$$

то

$$I_1 < I_2 < I_3.$$

Можно сделать вывод, что сила фототока пропорциональна световому потоку

$$I_\Phi \sim \Phi.$$

Это выражение отражает закон фотоэффекта.

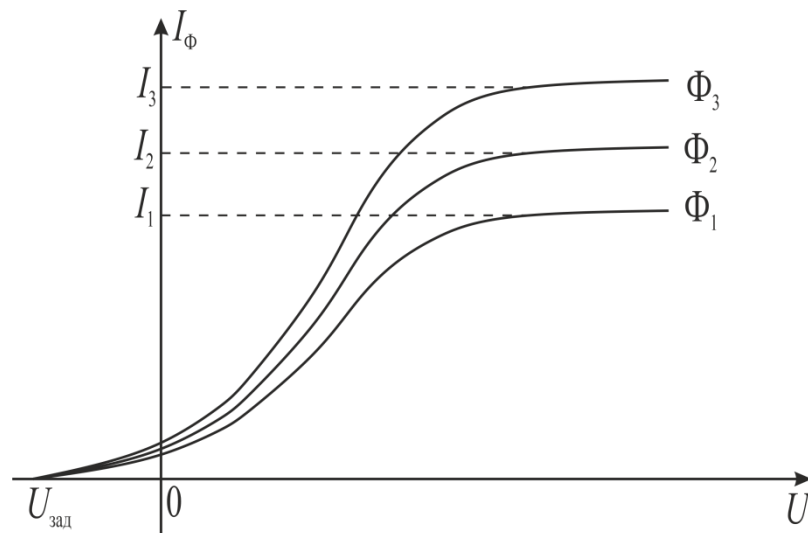


Рис. 13.3.

3. Пусть $\Phi \neq \text{const}, \nu = \text{const} \Rightarrow U_{\text{зад}} = \text{const}.$

Световой поток увеличивается, а разность потенциалов $U_{\text{зад}}$ не меняется. Следовательно, задерживающий потенциал не зависит от величины светового потока.

Рассмотрим физические процессы при торможении электронов. Поле совершает работу по торможению электронов, тогда закон сохранения и превращения энергии можно записать

$$A_{\text{поля по торм}} = \Delta E_{\text{кин}} = E_{\text{max}},$$

или

$$A_{\text{поля по торм}} = eU_{\text{зад}} = E_{\text{max}}.$$

Таким образом, сделаем вывод о том, что

$$U_{\text{зад}} \sim E_{\text{max}}.$$

4. Пусть $\Phi = \text{const}$, $\nu \neq \text{const}$.

Из эксперимента следует (см. рисунок 13.4.), что с увеличением частоты света

$$\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$$

величина запирающего напряжения увеличивается

$$U_1 < U_2 < U_3,$$

то есть, задерживающий потенциал пропорционален частоте света

$$U_{\text{зад}} \sim \nu.$$

Вывод – получаем еще один закон фотоэффекта

$$E_{\text{max}} \sim \nu.$$

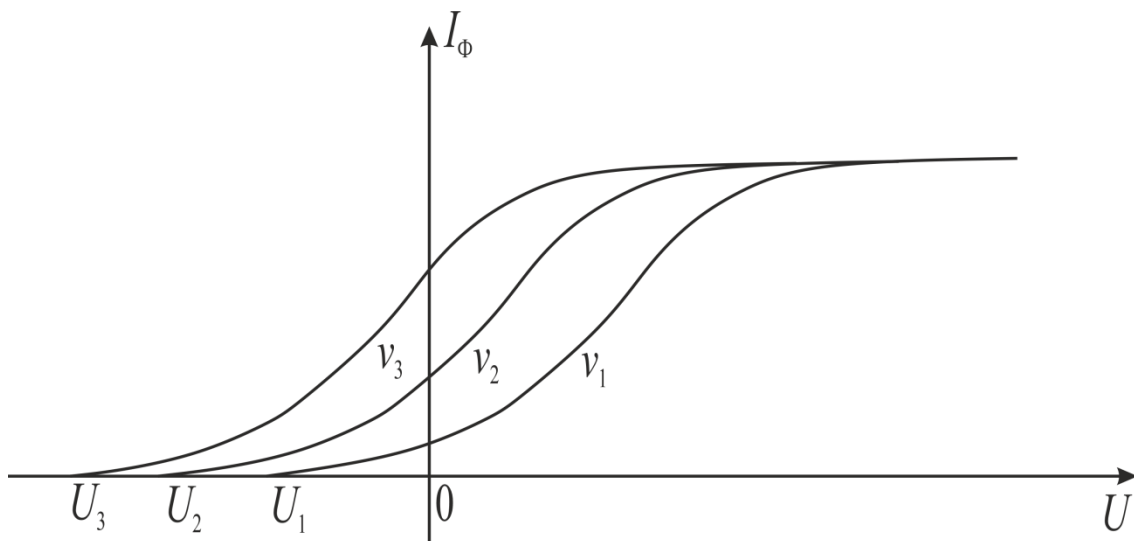


Рис. 13.4.

5) Эксперимент показал, что фотоэффект возможен не при любой частоте света. Для каждого материала существует минимальная частота света (рисунок 13.5.), ниже которой фотоэффект не наблюдается (закон фотоэффекта) ν_{min} – граничная частота, которая называется *красной границей фотоэффекта*.

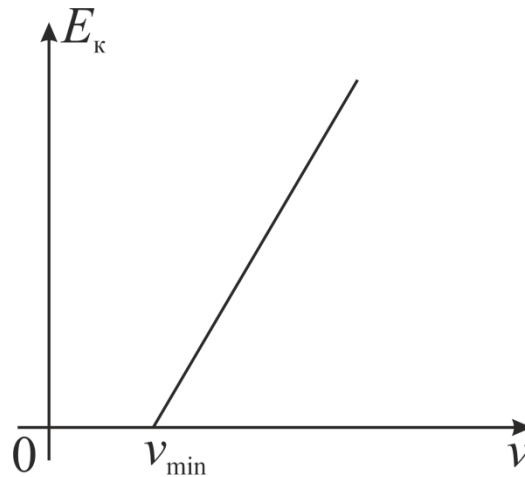


Рис. 13.5.

13.3. Уравнение Эйнштейна

Волновая физика не может объяснить закономерности фотоэффекта. Необходим квантовый подход.

С точки зрения квантовой физики свет – поток фотонов γ с энергией

$$E_\gamma = h\nu.$$

При фотоэффекте один фотон передает полностью энергию одному электрону. В соответствии с законом сохранения и превращения энергии, электрон вылетает из металла – совершает *работу выхода*, имея кинетическую энергию.

Следовательно, фотоэффект возможен при условии, которое выражается *уравнением Эйнштейна*

$$h\nu = A + E_{max}.$$

Если энергия фотона равна работе выхода, то кинетическая энергия равна нулю, и из уравнения Эйнштейна будем иметь

$$h\nu = A.$$

Явление фотоэффекта имеет широкое практическое применение. Оно лежит в основе действия различных фотоэлементов, фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), электронно-оптических преобразователей и других устройств.

14. ДАВЛЕНИЕ СВЕТА. ЗАКОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРНОГО ТЕЛА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Опыты Лебедева.](#)

[Величина светового давления.](#)

[Тепловое излучение.](#)

[Законы излучения абсолютно черного тела.](#)

14.1. Опыты Лебедева

Опыты по обнаружению и измерению величины светового давления проводил Петр Николаевич Лебедев (1900 г.). Объяснить причину светового давления можно, как с точки зрения волновой физики (по Максвеллу), так и с точки зрения корпускулярных представлений. На рисунке 14.1. представлена принципиальная схема установки к опыту Лебедева по измерению светового давления.

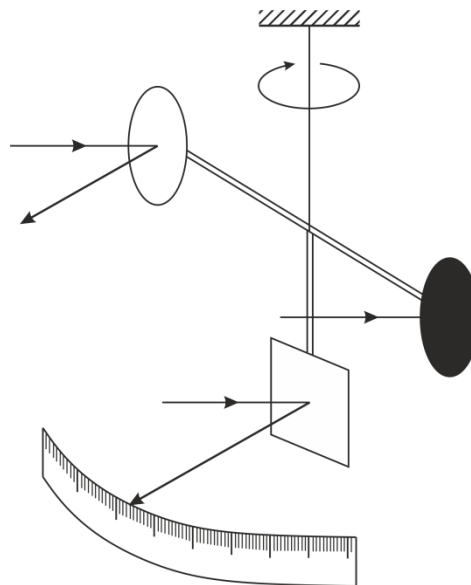


Рис. 14.1.

На тонкой невесомой нити подвешено коромысло, на концах которого закреплены два диска – черный и белый. При облучении светом, коромысло поворачивается и нить закручивается. Вращение коромысла легко можно объяснить, если учесть разную величину давления света на белую и черную поверхность. Лебедев рассчитал величину светового давления по углу закручивания нити.

Объясним и рассчитаем величину светового давления с точки зрения квантовых представлений. Световое давление объясняется тем, что каждый фотон обладает импульсом.

Импульс фотона равен

$$p_\gamma = \frac{h\nu}{c}.$$

Величина светового давления численно равна изменению импульсов фотонов, падающих на единицу площади поверхности за единицу времени.

14.2. Величина светового давления

Рассчитаем световое давление, производимое на разные поверхности.

→ *Поглощающая (черная) поверхность.*

Пусть на единицу площади поверхности падает световая энергия равная произведению количества фотонов на энергию одного фотона.

$$E = NE_\gamma = N(h\nu) \Rightarrow N = \frac{E}{h\nu}.$$

Давление P на поглощающую поверхность

$$P_{\text{погл}} = N\Delta p_\gamma,$$

где Δp_γ – изменение импульса одного фотона при поглощении, с учетом проекции

$$p_{\gamma 1} = -\frac{h\nu}{c}, \quad p_{\gamma 2} = 0,$$

следовательно

$$\Delta p_\gamma = p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1} = \frac{h\nu}{c}.$$

Таким образом, *давление света на поглощающую поверхность*

$$P_{\text{погл}} = \frac{E}{h\nu} \frac{h\nu}{c} = \frac{E}{c}.$$

→ *Отражающая (белая) поверхность.*

Аналогично рассуждая, получим величину светового давления на отражающую поверхность

$$P_{\text{отр}} = N_{\text{отр}} \cdot \Delta p_\gamma = \frac{E}{h\nu} (p_{\gamma 2} - p_{\gamma 1}),$$

с учетом проекции

$$p_{\gamma 1} = -\frac{h\nu}{c}, \quad p_{\gamma 2} = \frac{h\nu}{c},$$

$$P_{\text{отр}} = \frac{E}{h\nu} \cdot 2 \cdot \frac{h\nu}{c} = \frac{2E}{c}.$$

Величина светового давления на белую поверхность оказалась в два раза больше, чем на черную

$$P_{\text{отр}} = 2P_{\text{погл}}.$$

Таким образом эта разность давлений создает вращательный момент коромысла в опыте Лебедева.

Реально не существует идеально поглощающих и идеально отражающих поверхностей. Поэтому каждая поверхность характеризуется своим *коэффициентом отражения*

$$\rho = \frac{N_{\text{отр}}}{N},$$

где $N_{\text{отр}} = \rho N$ – количество отраженных фотонов, N – количество фотонов падающих на поверхность.

Число поглощенных фотонов равно

$$N_{\text{погл}} = N - \rho N = N(1 - \rho).$$

Рассчитаем световое давление на поверхность, имеющую коэффициент отражения ρ

$$P = P_{\text{погл}} + P_{\text{отр}},$$

$$P_{\text{погл}} = N_{\text{погл}} \cdot \Delta p_{\gamma},$$

$$P_{\text{отр}} = N_{\text{отр}} \cdot \Delta p_{\gamma},$$

$$P = N(1 - \rho) \frac{h\nu}{c} + \rho N \frac{2h\nu}{c} = \frac{N h \nu}{c} - \frac{N \rho h \nu}{c} + \frac{2 \rho h N \nu}{c} =$$

$$= \frac{N h \nu}{c} + \frac{\rho h N \nu}{c} = \frac{h N \nu}{c} (1 + \rho) = \frac{E}{c} (1 + \rho).$$

→ *Общая формула светового давления для произвольной поверхности*

$$P = \frac{E}{c} (1 + \rho).$$

В частных случаях, имеем формулы, полученные выше

→ поглощающая поверхность $\rho = 0 \Rightarrow$

$$P = \frac{E}{c},$$

→ отражающая поверхность $\rho = 1 \Rightarrow$

$$P = \frac{2E}{c}$$

Световое давление по величине мало по сравнению с атмосферным давлением (меньше в 10^{10} раз), но есть случаи, когда с ним приходится считаться. Из астрономии известно, что давление света отклоняет газопылевой хвост комет в сторону от Солнца.

14.3. Тепловое излучение

Пусть излучающая система – это атом.

Излучение (*эмиссия*) любого электромагнитного излучения и света в том числе происходит в результате переходов атомов из состояния с большей энергией (возбужденные состояния) в состояние с меньшей энергией (см. рисунок 14.2.).

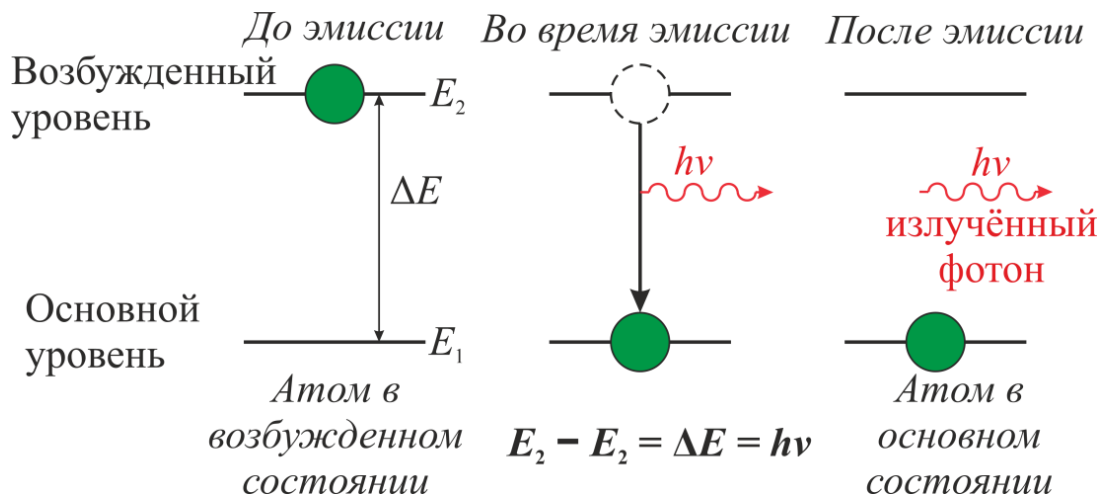


Рис. 14.2.

Если атом находится в состоянии с минимальной энергией – это устойчивое невозбужденное состояние. Время жизни атома в этом состоянии стремится к бесконечности. Если атом поглотил энергию равную разности двух состояний

$$\Delta E = E_2 - E_1,$$

то он перешел в возбужденное состояние – атом возбудили.

Время жизни в возбужденном состоянии мало $\tau \sim 10^{-8}$ с. Атом самопроизвольно переходит из состояния с энергией E_2 в состояние E_1 .

Любая система стремится перейти в состояние с минимальной энергией, излучая квант энергии

$$h\nu = \Delta E_{\text{атома}}$$

Это выражение отражает закон сохранения энергии.

Таким образом, чтобы атом излучал его надо возбудить. Способы возбуждения могут быть различны. В зависимости от способа возбуждения меняется вид излучения. Рассмотрим тепловое излучение.

Тепловое излучение – электромагнитное излучение, которое возбуждается собственным (тепловым) движением атомов, молекул или их систем.

Тело излучает при любой температуре. С увеличением температуры спектр излучения смещается в область коротких длин волн.

Тепловое излучение в отличие от *холодного (люминесцентного)* может быть равновесным, при котором температура тела не меняется. На рисунке 14.3. показаны процессы излучения и поглощения энергии телом 1, находящемся в адиабатической оболочке 2 в состоянии *теплового равновесия* ($T = \text{const}$) – *равновесное излучение*.

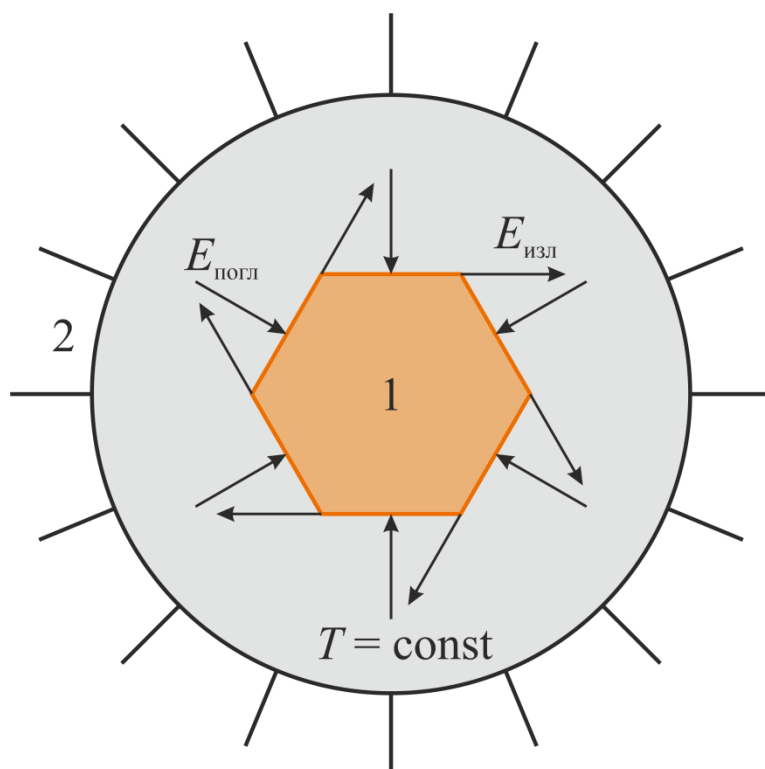


Рис. 14.3.

Введем основные характеристики теплового излучения.

Пусть тело нагрели до температуры T , с единицы площади поверхности 1 см^2 за единицу времени 1 с тело излучает энергию $dE_{\lambda T}$ в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ (ширина интервала $d\lambda$).

Тогда *спектральная излучательная (лучеиспускательная) способность тела* или *спектральная плотность энергетической светимости* как функция длин волн или частоты и температуры

$$e_{\lambda, T} = \frac{dE_{\lambda, T}}{d\lambda}.$$

Физический смысл. Спектральная излучательная способность тела – величина численно равная энергии излучаемой телом с единицы площади поверхности за единицу времени в единичном интервале длин волн. Единицей измерения является

$$[e_{\lambda, T}] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \text{с}} = 1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3}.$$

Поглощательная способность $a_{\lambda, T}$. Если на тело падает энергия $dE_{\lambda T}$, то часть энергии отражается, а часть – поглощается. Величина $a_{\lambda, T}$ показывает, какую долю поглощающаяся энергия $\acute{E}_{\lambda T}$ составляет от всей падающей энергии.

$$a_{\lambda, T} = \frac{d\acute{E}_{\lambda T}}{dE_{\lambda T}}.$$

Максимальное значение $a_{\lambda, T} = 1$ для *абсолютно черного тела*.

В природе не существует абсолютного черных тел, существуют близкие к ним (например, сажа и черный бархат).

Абсолютно черное тело можно смоделировать как полость с отверстием, размеры которого значительно меньше размеров полости (см. рисунок 14.4.).

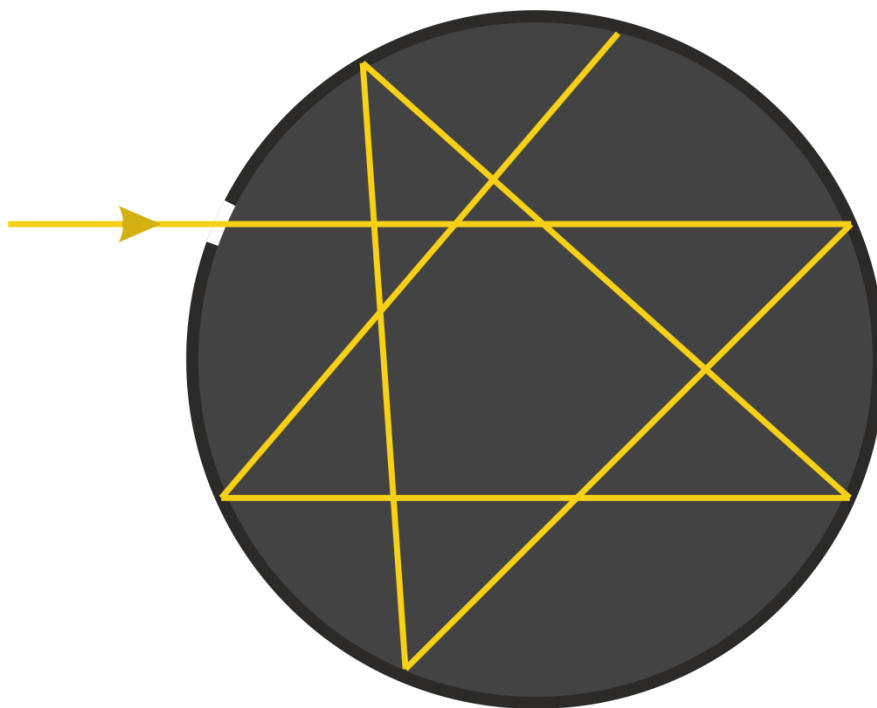


Рис. 14.4.

Закон Кирхгофа. Отношение спектральной излучательной способности к поглощательной не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же функцией $\varepsilon(\lambda, T)$ или $\varepsilon(\nu, T)$

$$\frac{e_{\lambda_1, T}}{a_{\lambda_1, T}} = \frac{e_{\lambda_2, T}}{a_{\lambda_2, T}} = \dots = \varepsilon(\lambda, T).$$

Если $a_{\lambda T} = 1$, то есть для абсолютно черного тела, то из закона Кирхгофа следует, что

$$e_{\lambda, T} = \varepsilon(\lambda, T),$$

где $\varepsilon(\lambda, T)$ – спектральная излучательная способность абсолютно черного тела, а $e_{\lambda T}$ – спектральная излучательная способность серого (произвольного) тела.

14.4. Законы излучения абсолютно черного тела

Экспериментально законы излучения черного тела изучались в конце XIX века. Результаты распределения энергии в спектре излучения черного тела для разных температур представлены графически (см. рисунок 14.5.).

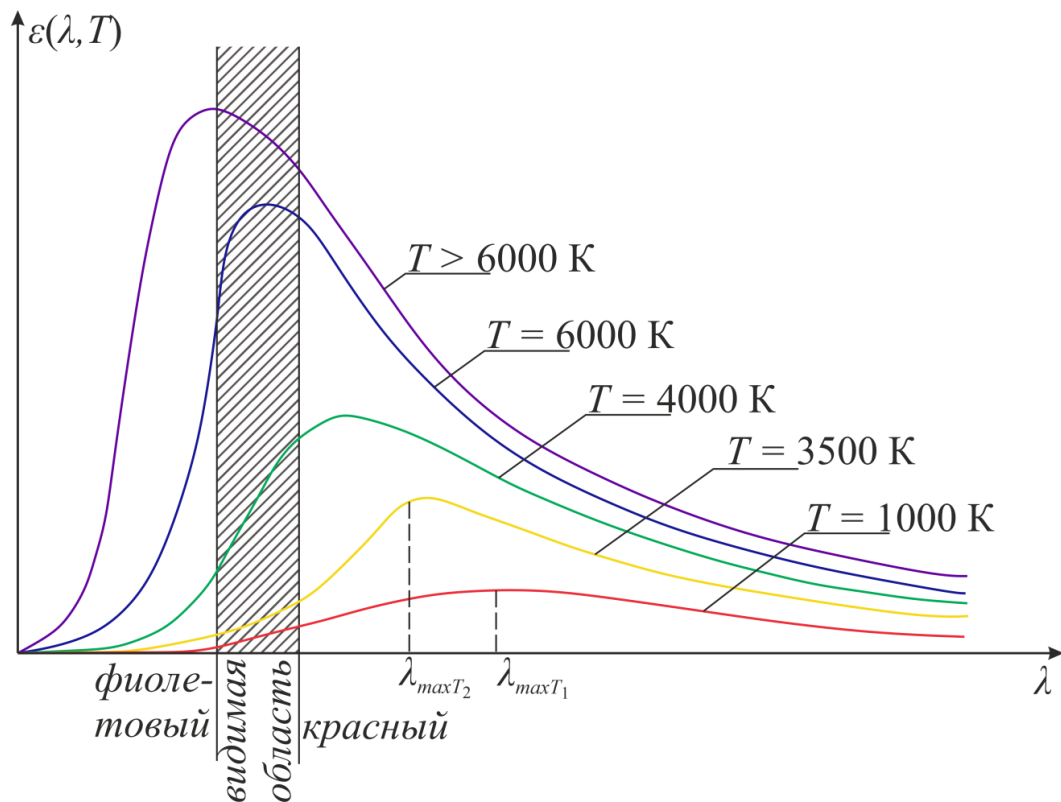


Рис. 14.5.

Из графиков следует

- 1) спектральная излучательная способность абсолютно черного тела увеличивается с возрастанием температуры для каждой длины волны;
- 2) кривые имеют один максимум;
- 3) чем больше температура, тем максимум более острый;
- 4) с увеличением температуры максимум смещается в область коротких длин волн;
- 5) кривые не пересекаются.

Теоретически эти кривые были объяснены Вильгельмом Вином, Джоном Релеем и Джеймсом Джинсом, Максом Планком.

Были получены следующие законы.

→ Закон смещения Вина.

Длина волны, на которую приходится максимум спектральной излучательной способности, обратно пропорциональна температуре

$$\lambda_{\max} = \frac{\beta}{T},$$

где T – температура тела, $\beta = \text{const} = 2,898 \cdot 10^{-3}$ мК – постоянная Вина.

→ Закон Стефана-Больцмана

$$R_T = \sigma T^4.$$

где $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \text{с К}^4}$ – постоянная Стефана-Больцмана, R_T – энергетическая светимость (интегральная лучеиспускательная способность тела), равная энергии, излучаемой с единицы площади поверхности за единицу времени во всем интервале длин волн

$$R_T = \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T) d\lambda.$$

Основной задачей теории теплового излучения является объяснение экспериментального распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела, т.е. получение аналитического выражения для функции $\varepsilon(\lambda, T)$, $\varepsilon(\nu, T)$.

Исходя из классической (волновой) физики Релей и Джинс получили зависимость (рисунок 14.6.)

$$\varepsilon(\nu, T) \sim \nu^2 T.$$

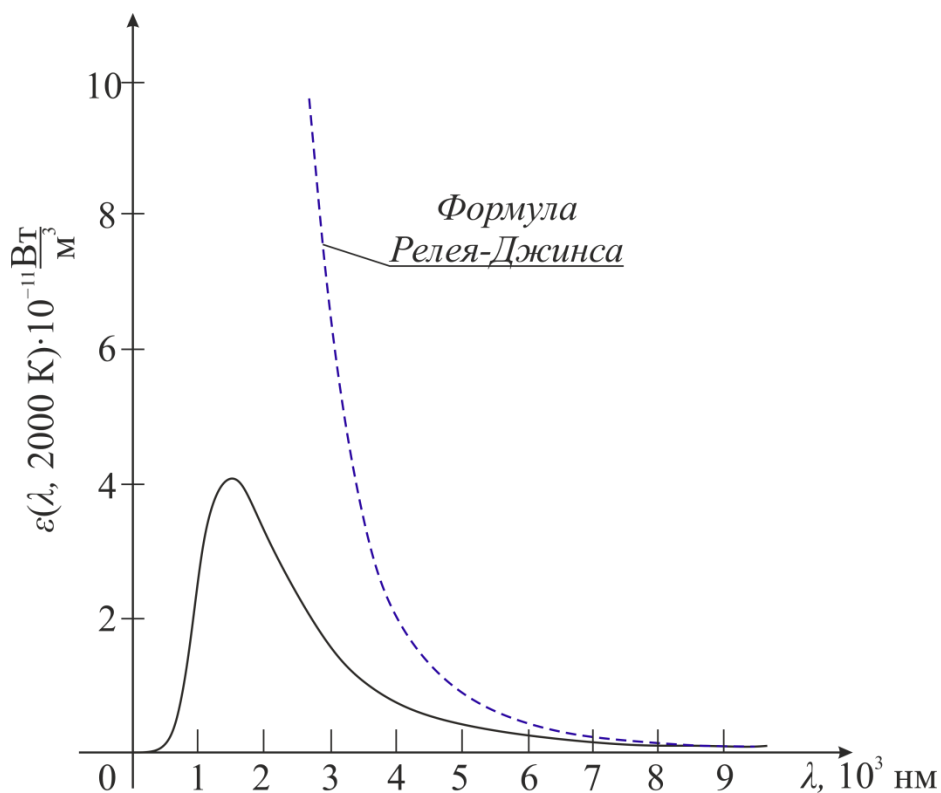


Рис. 14.6.

Сравнение этих результатов с экспериментом показывает, что выводы теории хорошо совпадают с экспериментом в области малых

частот, а в области больших частот кривая уходит в бесконечность, что противоречит законам равновесного излучения. Эту ситуацию Пауль Эренфест назвал *ультрафиолетовой катастрофой*.

Эту же проблему решает Вин и получает результат

$$\varepsilon(\nu, T) \sim \nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}},$$

который дает хорошее совпадение с экспериментом в области больших частот.

Можно сделать вывод, что законы классической физики не объясняют эксперимента во всей области излучения черного тела.

Макс Планк, решая ту же проблему, в 1900 году высказывает предположение о том, что энергия излучается не непрерывно (в соответствии с волновой физикой), а дискретно, т.е. в виде порций энергии

$$E = h\nu,$$

где ν – частота излучения, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – *постоянная Планка*.

Планком была получена формула, для которой теоретические и экспериментальные данные совпадают.

Формула Планка запишется

$$\varepsilon(\nu, T) = 2\pi \frac{\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{с}}$ – *постоянная Больцмана*, $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ – *скорость света в вакууме*.

С 1900 года начинает развиваться квантовая физика, в основе которой лежит идея Планка о квантовании энергии. Новая физика не перечеркивает старую, а включает ее результаты как предельные.

Бор сформулировал *принцип дополнительности*. *Ни волны, ни частицы никогда не проявляют одновременно в одном эксперименте и волновые и корпускулярные свойства*. В каждом случае, для полного описания явления необходимо использовать и волновую и корпускулярную модель и каждая имеет свою границу применимости. *Излучению присущ корпускулярно-волновой дуализм. Чем короче длина волны, тем больше проявление корпускулярных свойств частиц, чем больше длина волны тем больше проявление волновых свойств излучения*.

15. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ. ВОЛНЫ ДЕ БРОЙЛЯ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Волны де Бройля.](#)

[Соотношение неопределенностей Гейзенберга.](#)

[Волновая функция.](#)

[Уравнение Шредингера.](#)

15.1. Волны де Бройля

Материя как объективная реальность существует в двух видах: поле (фотон), вещество (микрообъект – электрон) материя едина и неделима.

В 1924г. Луи де Бройль исходя из единства материального мира, выдвинул смелое предположение о том, что если фотону присущи и корпускулярные, и волновые свойства, следовательно, и микрообъектам вещества – электронам должны быть присущи не только свойства частицы, но и волновые, то есть высказывает гипотезу о волновых свойствах электрона. По аналогии с длиной волны для фотона де Бройль записывает формулу для вычисления длины волны электрона

$$\lambda_B = \frac{h}{mv}.$$

Волны де Бройля называют волнами материи. В 1929 г. он был удостоен Нобелевской премии за открытие волновых свойств электрона. Говоря о природе волн де Бройля, отметим, что им нет аналогов в классической физике.

В макромире волны де Бройля не имеют места. Для примера вычислим длину волны де Бройля для макро- и микрообъекта

→ при движении Земли по орбите получим

$$\lambda_B = 3,6 \cdot 10^{-61} \text{ м};$$

→ при движении тела массой 100 г. со скоростью $v = 10 \frac{\text{м}}{\text{с}}$

$$\lambda_B = 6,6 \cdot 10^{-33} \text{ м};$$

→ электрон ускоренный электрическим полем ($U = 1 \text{ В}$)

$$\lambda_B = 1 \cdot 10^{-9} \text{ м} = 1 \text{ нм} = 10 \text{ \AA}.$$

Очевидно, что в первых двух примерах, длина волны слишком мала и не имеет физического смысла. В последнем случае длина

волны электрона соизмерима с длиной волны рентгеновского излучения, то есть имеет физический смысл.

В 1927 г. эта гипотеза была впервые подтверждена опытами Клинтон Дэйвиссона и Лестера Джермера по дифракции электронов на кристалле никеля, схема которого представлена на рисунке 15.1.

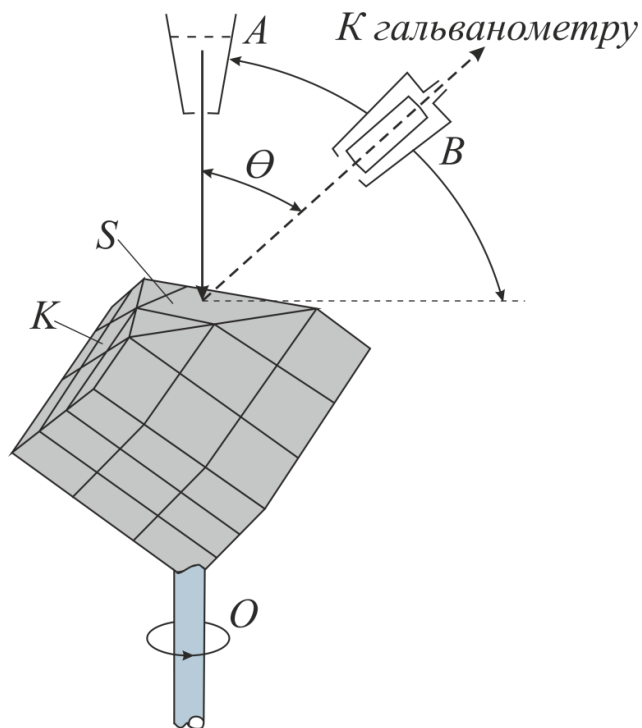


Рис. 15.1.

Установка включала в себя монокристалл никеля, сошлифованный под углом и установленный на держателе. На плоскость шлифа направлялся перпендикулярно пучок монохроматических электронов. Скорость электронов определялась напряжением на электронной пушке

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$$

Под углом θ к падающему пучку электронов устанавливался цилиндр Фарадея, соединённый с чувствительным гальванометром. По показаниям гальванометра определялась интенсивность отражённого от кристалла электронного пучка. Вся установка находилась в вакууме. В опытах измерялась интенсивность рассеянного кристаллом электронного пучка в зависимости от угла

рассеяния $0 < \theta < 90^\circ$, от азимутального угла $0 < \varphi < 360^\circ$, от скорости v электронов в пучке.

Опыты показали, что имеется ярко выраженная картина дифракции рассеянных электронов. При различных значениях углов и скоростей, в отражённых лучах наблюдаются максимумы и минимумы интенсивности.

Условие максимума

$$\Delta d = 2d \sin \theta = \lambda n, \quad n = 1, 2, \dots$$

Здесь d – межплоскостное расстояние, что совпадает с формулой Вульфа Брэгга при дифракции рентгеновских лучей на кристалле. Таким образом наблюдалась дифракция электронов на кристаллической решётке монокристалла.

Из эксперимента следует вывод, что электрону присущи волновые свойства, предсказанные де Бройлем.

Таким образом, электрон – сложное материальное образование, обладающее, во-первых, волновыми свойствами проявляющимися при дифракции, а во-вторых, электрон обладает корпускулярными свойствами (электрон действует как единое целое).

15.2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга

Рассмотрим демонстрацию по дифракции микрообъектов – электронов (либо фотонов) на щели (см.рисунок 15.1.).

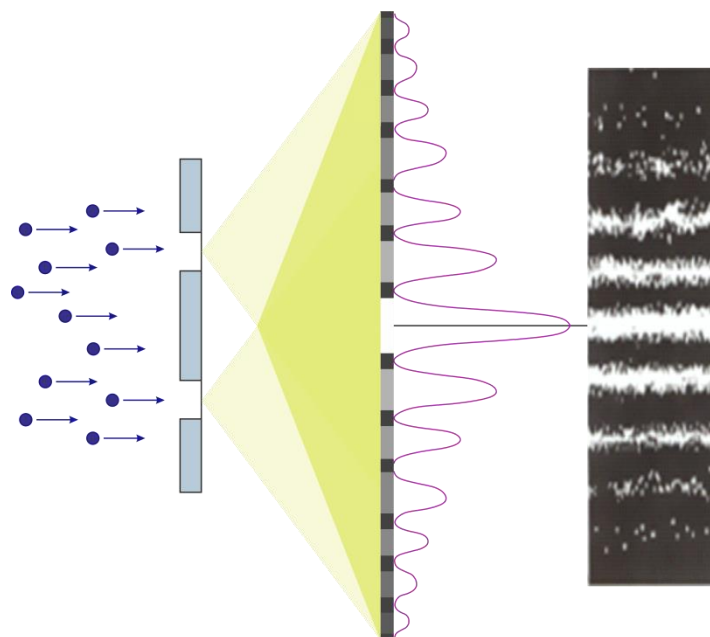


Рис. 15.1.

При прохождении микрообъектов через щель шириной Δx *непредсказуемо* изменяется импульс. Ширина щели определяет точность измерения положения микрообъекта в пространстве и называется *неопределенностью в значении координат*; *неопределенность в значении скорости и импульса* обозначим Δp_x . Опыт показывает, что Δx и Δp_x связаны между собой: если Δx уменьшается, то Δp увеличивается; если Δx увеличивается, то Δp уменьшается, но при этом их произведение остается неизменным. Гейзенберг получил соотношение

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar,$$

которое называется *соотношением неопределенностей Гейзенберга*. Оно читается следующим образом: *произведение неопределенности Δx в координате микрообъекта, измеренной в некоторый момент времени на определенность Δp_x в значении проекции импульса, измеренной в тот же момент времени не меньше приведенной постоянной Планка*.

Приведенная постоянная планка и постоянная планка над двумя пи («аш с чертой»)

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

Физический смысл соотношения неопределенностей. *Никогда в одном эксперименте одновременно нельзя абсолютно точно измерить и координату микрообъекта, и его импульс*.

Рассматривая волновые свойства микрообъектов, физики пришли к понятию неопределенности. Проводя n измерений, получаем набор значений величины, то есть каждому значению измеряемой величины соответствует своя вероятность ее появления.

Таким образом, волновые свойства микрообъектов – это вероятностные свойства.

15.3. Волновая функция

Каждый волновой процесс характеризуется волновой функцией. Для волн де Бройля такой функцией является ψ -функция («пси-функция»). В трехмерном случае

$$\psi = \psi(x, y, z, t),$$

в одномерном случае

$$\psi = \psi(x, t).$$

Для одномерного случая запишем волновую функцию

$$\psi = \psi_0 e^{-i(\omega t - k_x x)},$$

где ψ_0 – амплитуда, $\omega = \pi\nu$ – циклическая частота, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновой вектор.

Сама ψ -функция не может быть измерена, так как она является комплексной величиной. Поэтому физический смысл имеет не сама ψ -функция, а квадрат ее модуля |

$$|\psi|^2 = \frac{dp}{dV},$$

где dp – вероятность обнаружения микрообъекта в соответствующем месте пространства, а dV – объем пространства. Тогда отношение $\frac{dp}{dV}$ имеет смысл плотности вероятности.

То есть $|\psi|^2$ – это *плотность вероятности обнаружения микрообъектов в соответствующем месте заданного пространства в определенный момент времени.*

Возвращаясь к природе волн де Бройля отметим, что в классической физике нет аналогов волн де Бройля. По предложению Гейзенберга и Борна, волны де Бройля определяют вероятность появления микрообъекта в определенном месте пространства в определенный момент времени. Условно говоря, можно считать, что волны де Бройля – это волны вероятности.

15.4. Уравнение Шредингера

Физика, изучающая (описывающая) вероятностное состояние микрообъектов, называется – *квантовая механика*. Одним из основоположников квантовой механики явился Эрвин Шредингер, записавший основное уравнение, определяющее поведение микрообъектов, которое называется *уравнением Шредингера*. Это закон, описывающий изменение состояния микрообъектов.

Запишем *стационарное уравнение Шредингера*, то есть при условии $E(t) = E = \text{const}$, $\psi = \psi(x)$, в одномерном случае

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi(x) = 0,$$

где E – полная энергия микрообъекта, U – потенциальная энергия микрообъекта.

Решение уравнения Шредингера позволяет найти ψ -функцию состояния микрообъекта, следовательно, определяем вероятность обнаружения микрообъекта в том или ином месте пространства;

Из уравнения Шредингера вытекает правило квантования энергии микрообъекта.

Уравнение Шредингера является фундаментальным уравнением для описания поведения микрообъектов с учетом их волновых свойств. Уравнение Шредингера в квантовой механике для микрообъектов – это аналог уравнений Ньютона в классической механике для макрообъектов.

16. ФИЗИКА АТОМА. БОРОВСКАЯ ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ АТОМА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Первые модели строения атома.](#)

[Опыт Резерфорда.](#)

[Постулаты Бора.](#)

[Объяснение спектральных закономерностей.](#)

[Спектральные серии.](#)

16.1. Первые модели строения атома

До конца XIX века в науке господствовало мнение, что вещества состоят из простейших частиц – *атомов* (неделимый). В конце XIX века в физике был получен ряд экспериментальных фактов, которые говорили о том, что атом имеет сложное строение: изучаются разряды в газах, были получены катодные лучи, которые представляют собой поток электронов, то есть, изучая катодные лучи физики получили мельчайшие отрицательно заряженные частицы, которые позже назвали электронами.

Был измерен удельный заряд $\frac{e}{m_e}$, масса $m_e \ll m_{\text{ат}}$. Можно было предположить, что эти частицы входят в состав атома, но так как они заряжены, а атом нейтрален, следует, что в состав атома входят и положительно заряженные частицы. В конце XIX века изучаются спектры излучения атомов. Большая группа швейцарских физиков получили, что атомы излучают линейчатый спектр, причем атомы разных химических элементов дают разные спектры. Это говорит о том, что атом это сложная структура и что для каждого химического элемента своя структура атома. Исходя из имеющихся данных, были предложены модели атомов. Одной из первых моделей была предложена Томсоном (см. рисунок 16.1.): атом представляет собой положительно заряженную сферу, в которую вкраплены отрицательно заряженные электроны.

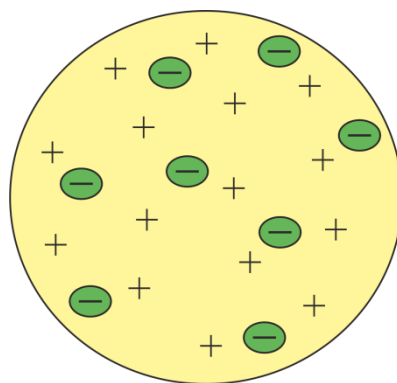


Рис. 16.1.

Рассмотрим атом водорода Н ($Z=1$) (см. рисунок 16.2.).

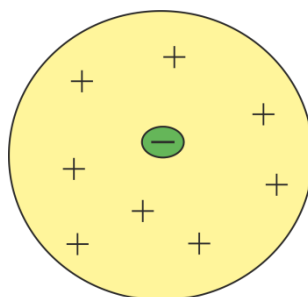


Рис. 16.2.

Модель Томсона статична, а в соответствии с теорией Максвелла, излучать может только движущаяся частица.

Атом статичен, а чтобы он излучал, его надо возбудить, то есть вывести из состояния равновесия, приложив квазиупругую силу

$$F = -kx.$$

Смещая электрон под действием внешней силы из состояния равновесия, получают диполь. Такой гармонический осциллятор излучает частоты ω_0 , $2\omega_0$, $3\omega_0$. Спектр такого излучения не удовлетворяет опыту. Следовательно, принять такую модель нельзя.

Одним из учеников Томсона был Резерфорд, который пытался экспериментально проверить правильность модели атома по Томсону.

16.2. Опыт Резерфорда

В 1910-11 годах Резерфорд с учениками ставит опыт по проверке атома Томсона.

Суть эксперимента заключается в бомбардировке тяжелыми - частицами металлической фольги (рисунок 16.3.)

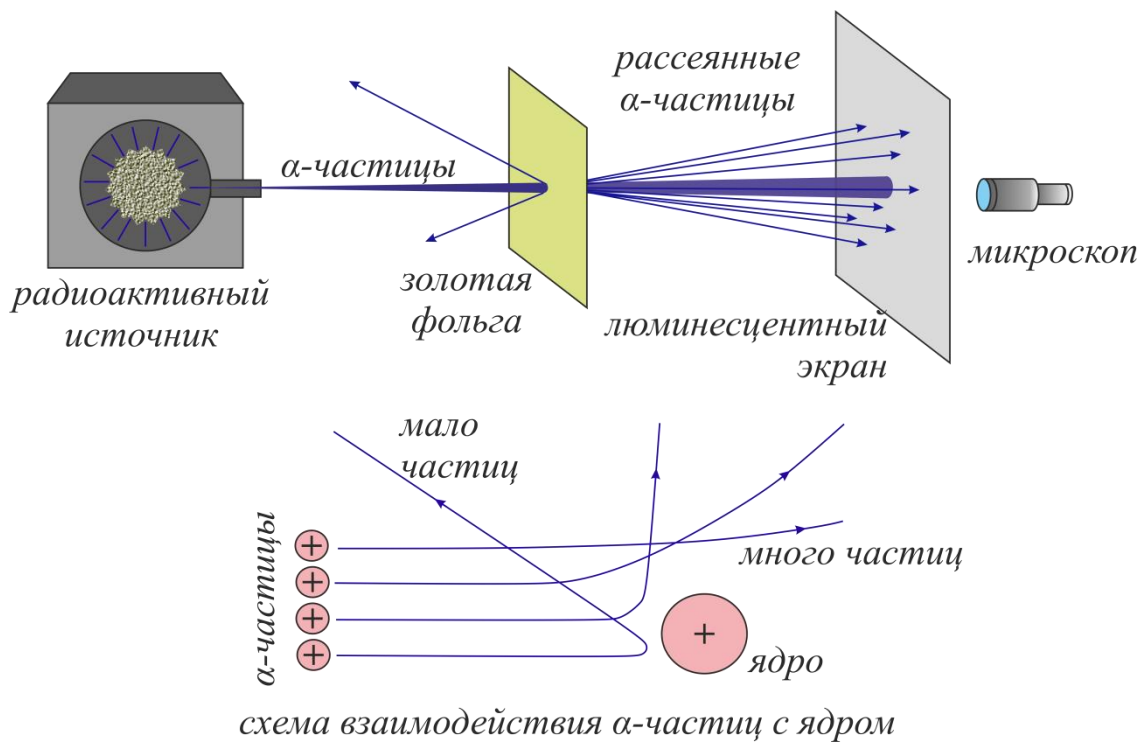


Рис. 16.3.

Если допустить, что атомы устроены по Томсону, то ожидалось получить, что α -частицы не будут резко менять траекторию, потому что легкие электроны не могут менять траекторию тяжелых α -частиц. Однако получили, что большая доля α -частиц не изменяют траекторию, но небольшая часть α -частиц резко изменяют траекторию движения, отклоняясь на угол больше 90° .

Анализы экспериментов позволили Резерфорду высказать идею и предложить *планетарную (ядерную) модель строения атома*. Это значит, что изменить траекторию α -частиц может только тяжелая, положительно заряженная частица, сосредоточенная в малом объеме.

Эти эксперименты позволили предположить, что в центре атома находится атомное ядро. Вся масса атома сосредоточена в ядре, а вблизи ядра распределены электроны, движущиеся по круговым орбитам.

Модель Резерфорда – шаг вперед по сравнению с моделью Томсона, так как она динамическая.

Попробуем объяснить линейчатый спектр излучения атома с помощью модели Резерфорда.

На электрон в атоме водорода действует кулоновская сила, которая создает центростремительное ускорение. По второму закону Ньютона имеем

$$F = ma_{\text{цс}}, \quad a_{\text{цс}} = \frac{v^2}{r}, \quad F = F_{\text{К}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2},$$

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}.$$

Резерфорд не накладывает никаких ограничений на величины v, r, E , то есть они могут принимать любые значения.

Из второго закона Ньютона можно выразить скорость электрона

$$v_e = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 mr}}.$$

Полная энергия складывается из кинетической и потенциальной энергий

$$E_{\text{полн}} = E_{\text{К}} + E_{\text{П}},$$

или

$$E_{\text{полн}} = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}.$$

Тогда по Резерфорду

$$E_{\text{полн}} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}.$$

Полная энергия электрона в атоме может принимать любые значения, а, следовательно, атом излучает любые значения энергии, то есть спектр излучения атома сплошной, а опыт показывает, что атом дает линейчатый спектр. Таким образом, теория Резерфорда не объясняет линейчатый спектр излучения атома; теория Резерфорда не может объяснить устойчивость атома. По теории Резерфорда непрерывно движущийся электрон в атоме должен постоянно излучать энергию, то есть энергия электрона уменьшается, траектория движения уменьшается и, в конце концов, электрон упадет на ядро. Опыт показывает, что атом в реальности устойчив.

16.3. Постулаты Бора

Дальнейшие работы по созданию теории строения атома принадлежат Нильсу Бору. Основные идеи Бор сформулировал в виде

постулатов, в основу которых им были положены следующие опытные факты

- ✓ атомы – устойчивые системы;
- ✓ атомы излучают энергию порциями.

Бор делает выводы из работ Планка, что энергия атома не может меняться непрерывно.

Следовательно, должны существовать стационарные состояния атома, которые образуют дискретный ряд E_1, E_2, E_3, \dots – разрешенных энергетических состояний.

Первый постулат. В атоме существует ряд стационарных устойчивых орбит, обращаясь по которым, электрон не излучает и не поглощает энергию.

Современная трактовка выглядит так, атом может находиться в ряде стационарных энергетических состояний без излучения и поглощения энергии.

Второй постулат. Излучение (поглощение) энергии происходит при переходе атома из одного разрешенного состояния, в другое.

Энергия кванта излучения равна изменению энергии атома

$$h\nu = \Delta E_{\text{ат}} = E_2 - E_1.$$

Третий постулат. На разрешенных орбитах момент количества движения электрона кратен целому числу \hbar

$$mv_n r_n = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3 \dots,$$

где n – квантовое число.

На современном языке это равенство является правилом квантования момента импульса электрона. Постулаты Бора не совместимы с классической физикой.

Рассчитаем параметры атома водорода по Бору, Запишем основные законы для движущегося электрона в атоме водорода ($Z = 1$).

Второй закон Ньютона – условие устойчивости орбиты

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}.$$

Правило квантования момента импульса

$$mv_n r_n = n\hbar.$$

Закон сохранения и превращения энергии излучения атома

$$h\nu = \Delta E_{\text{ат}}.$$

Из первых двух выражений следует

$$r_n = n^2 \left(\frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \right), \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

$$v_n = \frac{1}{n} \left(\frac{e^2}{2h\varepsilon_0} \right), \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Из уравнений следует, что и r и v меняются дискретно (зависит от квантового числа n).

$$E_{\text{полн}} = E_{\text{к}} + E_{\text{п}} = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r^2},$$

$$E_{\text{полн}} = -\frac{1}{n^2} \left(\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \right), \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Знак минус в значении энергии показывает, что электрон в атоме связан. Из последней формулы для полной энергии видно, что энергия атома квантована (принимает набор возможных значений), в зависимости от квантового числа n . Энергетическая диаграмма атома водорода представлена на рисунке 16.4.

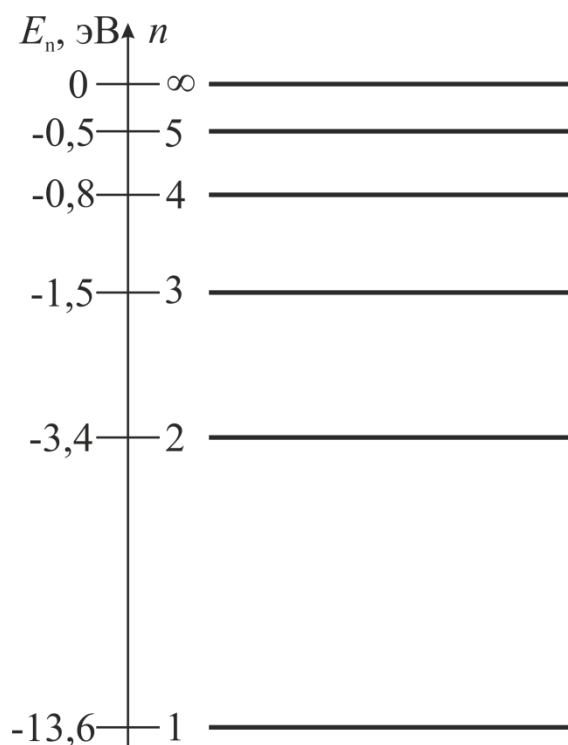


Рис. 16.4.

Максимальное значение энергии $E_{\infty} = 0$ – *max*, минимальное значение энергии E_1 – *min*,

$$E_n = \frac{E_1}{n^2}.$$

При больших n квантование энергии дает результаты близкие к классической физике.

Находит выражение *принцип соответствия Бора* (1923г). При больших n выводы и результаты квантовой механики соответствуют классическим результатам.

Состояние E_1 при $n = 1$ – устойчивое состояние атома (невозбужденное состояние). Все состояния с $n > 1$ – возбужденные состояния атома.

16.4. Объяснение спектральных закономерностей

Исходя из постулатов Бора, атом может находиться в определенных энергетических состояниях. При переходе атома из одного энергетического состояния в другое, атом излучает или поглощает энергию в соответствии с законом сохранения и превращения энергии.

Излучение

$$E_n > E_k; \quad h\nu = E_n - E_k$$

$$h\nu = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_n^2} \right),$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 hc} \left(\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_n^2} \right),$$

где

$$\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 hc} = R,$$

$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга.

Тогда

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_n^2} \right),$$

следовательно, спектр излучения атома линейчатый. Эта формула объясняет излучение линейчатого спектра атома.

Таким образом можно сделать следующие выводы.

Теория атома водорода созданная в 1913 году Бором количественно и качественно согласуется с опытом:

- постулаты Бора позволяют объяснить закономерности водородного спектра;
- теория Бора объясняет структуру спектра водородоподобных ионов;
- теория позволяет вычислить постоянную Ридберга;
- объясняет природу характеристических рентгеновских спектров;
- объясняет расщепление спектральных линий в сильном магнитном поле (эффект Зеемана).

Теория Бора проста для понимания. Она сыграла огромную роль в создании атомной физики, атомной и молекулярной спектроскопии.

Затруднения Боровской теории. Боровская теория – внутренне противоречивая теория, то есть она явилась переходной от классической к современной (квантовой) теории. Ее называют полуклассической теорией.

Теория Бора

- не объясняет спектры сложных атомов (с числом электронов больше одного);
- не объясняет последовательность переходов атомов из одного состояния в другое;
- не объясняет предпочтения одних переходов перед другими;
- не объясняет взаимодействие атомов.

16.5. Спектральные серии

При экспериментальном изучении спектра водорода, группа швейцарских физиков: Теодор Лайман, Иоган Бальмер, Фридрих Пашен и другие обнаружили, что линии водородного спектра объединены в группы (*спектральные серии*).

Покажем этот факт на основе теории Бора. Набор длин волн каждой серии определяется формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_H^2} \right).$$

Спектральная серия – это набор длин волн, полученных при переходе атома в одно конечное состояние.

В видимой области спектра была получена спектральная серия Бальмера $n_k = 2$. В ультрафиолетовой области – серия Лаймана

$n_k = 1$. В инфракрасной области были получены три спектральных серии: серия Пашена $n_k = 3$, серия Бреккета $n_k = 4$, серия Пфунда $n_k = 5$ (см. рисунок 16.5.).

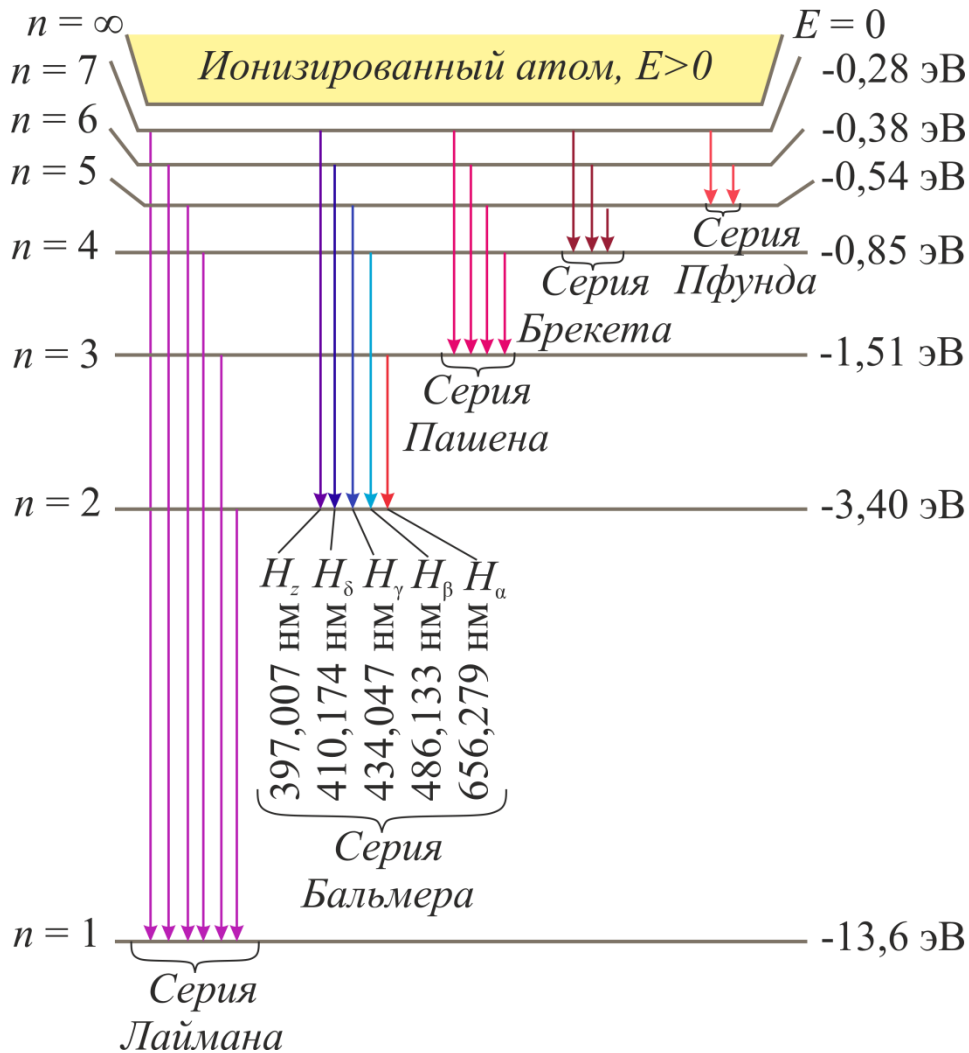


Рис. 16.5.

Запишем формулы интервала длин волн для каждой серии, исходя из теории Бора.

1. Серия Лаймана – самая коротковолновая ($n_k = 1$)

$$\frac{1}{\lambda_{min}} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\infty} \right),$$

$$\frac{1}{\lambda_{max}} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right).$$

2. Серия Бальмера ($n_k = 2$)

$$\frac{1}{\lambda_{min}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\infty} \right),$$

$$\frac{1}{\lambda_{max}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right).$$

3. Серия Пашена ($n_k = 3$)

$$\frac{1}{\lambda_{min}} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{\infty} \right),$$

$$\frac{1}{\lambda_{max}} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right).$$

4. Серия Брекета ($n_k = 4$)

$$\frac{1}{\lambda_{min}} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{\infty} \right),$$

$$\frac{1}{\lambda_{max}} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{5^2} \right).$$

5. Серия Пфунда ($n_k = 5$)

$$\frac{1}{\lambda_{min}} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{\infty} \right),$$

$$\frac{1}{\lambda_{max}} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{6^2} \right).$$

Таким образом, Боровская теория справедлива для атома водорода и водородоподобных систем. Для многоэлектронных атомов и молекул необходимо учитывать законы квантовой физики.

17. АТОМЫ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ. СПЕКТРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ЛАЗЕРЫ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Квантовые числа.](#)

[Принцип Паули. Строение многоэлектронных атомов.](#)

[Периодическая система элементов Менделеева.](#)

[Рентгеновское излучение.](#)

[Лазеры.](#)

17.1. Квантовые числа

Основным законом в квантовой механике является уравнение Шредингера. Следовательно, решая уравнение Шредингера можно описать состояние атома в любой системе.

Уравнение Шредингера имеет решение не при любых значениях, входящих в него параметров. Те параметры, при которых уравнение Шредингера имеет решение, называют *квантовые числа*.

1. Решая уравнение относительно энергии, получим

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2},$$

где n – главное квантовое число,

$$n = 1, 2, 3, \dots, \infty.$$

2. Решая уравнение относительно момента импульса электрона в атоме, получим

$$L_e = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar,$$

где l – орбитальное квантовое число,

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1.$$

3. m – магнитное квантовое число,

$$m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l.$$

4. s – спиновое квантовое число (спин частицы),

$$s_{\bar{e}} = \pm \frac{1}{2}.$$

Смысл квантовых чисел

1) n – главное квантовое число в основном определяет значение энергии и удаление электрона от ядра;

2) l – орбитальное квантовое число характеризует величину механического орбитального момента электрона;

3) m – магнитное квантовое число характеризует магнитный момент орбитального движения;

4) s – спин – это свойство микрообъектов, в частности электрона, характеризующее собственное движение.

Таким образом, решая уравнение Шредингера можно получить волновую функцию, которая зависит от четверки квантовых чисел n, l, m, s . Задание этой четверки чисел характеризует состояние атома; n – максимальное квантовое число, $l < n$; m не превышает l ; s принимает два значения для электрона.

Например, для электрона в состоянии с минимальной энергией имеем $n = 1, l = 0, m = 0, s = \frac{1}{2}$.

17.2. Принцип Паули. Строение многоэлектронных атомов

Будем считать, что каждый электрон в атоме находится в силовом поле ядра, взаимодействием пренебрегаем.

Рассмотрим, каким законам подчиняется распределение электронов по энергетическим состояниям в многоэлектронном атоме.

В 1925г. Паули сформулировал закон, справедливый для любого атома. *Принцип Паули* гласит, *никакие два электрона в атоме не могут находиться в одном энергетическом состоянии, или, никакие два электрона в атоме не могут иметь одинаковый набор квантовых чисел.*

Таким образом, распределение электронов по состояниям в многоэлектронном атоме подчиняется двум законам.

1. Система частиц стабильна, когда энергия ее минимальна.
2. В каждом квантовом состоянии может находиться только один электрон.

Если для электронов в атоме $n = const$, то эти электроны обладают одинаковым значением энергии, о таких электронах говорят, что они находятся на одной электронной оболочке. Обозначение оболочек приведены в таблице 16.1.

Таблица 16.1.

n	1	2	3	4	...
оболочка	K	L	M	N	...

Если $l = const$ – энергии таких электронов еще больше совпадают по значению – эти электроны находятся на одной электронной подоболочке. Обозначения подоболочек указаны в таблице 16.2.

Таблица 16.2.

l	0	1	2	3	4	...
подоболочка	s	p	d	f	q	...

Записывая состояние электрона указывают не четверку квантовых чисел, а только два квантовых числа n и l .

Пример. Состояние $1s$, то есть $n = 1$ – K -оболочка, $l = 0$ – s -подоболочка. Следовательно, электроны в многоэлектронном атоме распределяются по оболочкам и подоболочкам. В соответствии с принципом Паули максимальное число электронов на каждой оболочке и подоболочке вполне определенное. На подоболочке максимальное количество электронов равно $2(2l + 1)$, а на оболочке

$$\sum_0^{n-1} 2(2l + 1) = \dots = 2n^2.$$

Электронные оболочки и подоболочки с максимальным количеством электронов называются замкнутыми. Распределение электронов по оболочкам и подоболочкам представлено в таблицах 16.3 и 16.4.

Таблица 16.3.

	$2(2l + 1)$	$2n^2$	
$s/l = 0$	2	$K/n = 1$	2
$p/l = 0$	6	$L/n = 2$	8
$d/l = 2$	10	$M/n = 3$	18
$f/l = 3$	14	$N/n = 4$	32

Таблица 16.4.

Обол.	Max $2n^2$	$s/l = 0$	$p/l = 0$	$d/l = 2$	$f/l = 3$	$q/l = 4$
$K/n = 1$	2	2	-	-	-	-
$L/n = 2$	8	2	6	-	-	-
$M/n = 3$	18	2	6	10	-	-
$N/n = 4$	32	2	6	10	14	-
$O/n = 5$	50	2	6	10	14	18

17.3. Периодическая система элементов Менделеева

Таблица 16.5.

Период	Z	Элемент	Состояние
1	1	H	$1s$ – начало заполнения K оболочки
	2	He	$1s^2$ – заполненная электронная оболочка, элемент не активен
2	3	Li	$1s^2 2s$ – начало заполнения L оболочки, атом активен
	4	Be	$1s^2 2s^2$
	5	B	$1s^2 2s^2 2p$
	6	C	$1s^2 2s^2 2p^2$
	... 10	Ne	$1s^2 2s^2 2p^6$ – заполнена L оболочка, не активен.
3	11	Na	$1s^2 2s^2 p^6 3s$ – начало заполнения M оболочки, активен.
	12	Mg	$1s^2 2s^2 p^6 3s^2$
	13	Al	$1s^2 2s^2 p^6 3s^2 3p$
	... 18	Ar	$1s^2 2s^2 p^6 3s^2 ... 3p^6$
	4	19	K
20		Ca	$3p^6 4s$
21		Sc	$4s^2$
... $E_{3d} < E_{4p}$			$4s^2 3d$

Если химические элементы расположить в порядке возрастания атомных номеров, то элементы с одинаковыми свойствами повторяются через определенный интервал. В периодах наблюдается равномерный переход от активных металлов к менее активным металлам, к слабо активным неметаллам, к активным неметаллам, инертный газ. Первая группа – щелочные металлы, самые активные.

В группе наблюдается регулярное изменение свойств, но менее заметное, чем внутри периода. Химическая активность щелочных металлов первой группы увеличивается с увеличением атомного номера, а у галогенов 7 группы наоборот.

Периодичность изменения свойств объясняется заполнением электронных оболочек.

17.4. Рентгеновское излучение

В 1895 г. немецкий физик Рентген открыл новый вид излучения с новыми неизвестными до этого свойствами, их назвали X-лучи:

- X-лучи обладают большой проникающей способностью, избирательная проникающая и поглощающая способность (т.к. разные материалы по-разному и поглощают и отражают);
- X-лучи не видимы глазом, но это излучение вызывает свечение некоторых веществ (например, синеродистый барий);
- X-лучи вызывают ионизацию газов;
- При определенной дозе облучения X-лучи губительно действуют на живой организм, клетку.

Позже эти *лучи* назвали *рентгеновскими*.

Применение в медицине: снимки у стоматолога, флюорография (диагностика), онкологические заболевания (лечение), обнаружение дефектов – дефектоскопия.

Рассмотрим природу рентгеновского излучения. В 1912 г. немецкий физик М. Лауэ получил дифракцию рентгеновских лучей на кристаллической решетке.

Таким образом, рентгеновское излучение – это электромагнитное излучение, коротковолнового диапазона

$$\lambda_{\text{рентг}} = 10\text{нм} \div 0,01\text{нм}, \quad 1\text{нм} = 10^{-9}\text{м}.$$

Рентгеновские лучи получают в рентгеновских трубках, принципиальная схема устройства которой, представлена на рисунке 17.1.

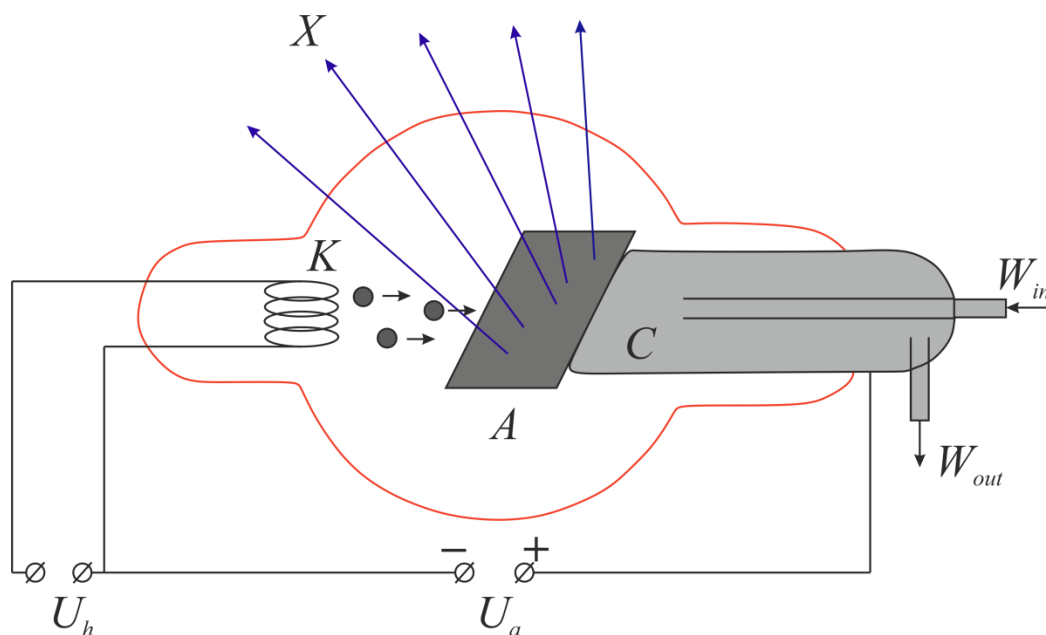


Рис. 17.1.

Процессы, происходящие в рентгеновских трубках:

- термоэлектронная эмиссия (катод разогревается, с поверхности катода вылетают электроны);
- ускорение электронов электрическим полем;
- электроны долетают до анода и тормозятся – торможение электронов на аноде.

При торможении электронов на аноде энергия электрона, полученная при ускорении превращается в тепловую энергию (более 90%) и в энергию электромагнитного кванта $h\nu$ – (около 1%) – это и есть рентгеновское излучение, тормозное рентгеновское излучение. Анод разогревается, поэтому необходимо охлаждение анода, которое осуществляется разными способами (например, водяное охлаждение). Закономерности тормозного рентгеновского излучения волновая физика не объясняет, ее может объяснить лишь квантовая физика.

Спектр тормозного рентгеновского излучения сплошной (белый), но этот спектр имеет одну особенность, спектр обрывается со стороны коротких длин волн. В основе тормозного рентгеновского излучения лежит закон сохранения и превращения энергии. При торможении электронов на аноде, энергия электронов превращается в энергию фотона и тепловую энергию

$$eU_a = h\nu + E_T,$$

$$h\nu \leq eU_a \Rightarrow h\nu_{max} \leq eU_a,$$

$$h \frac{c}{\lambda_{min}} = eU_a,$$

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eU_a}.$$

Пусть $U_3 > U_2 > U_1$, тогда $\lambda_3 < \lambda_2 < \lambda_1$ (рисунок 17.2.).

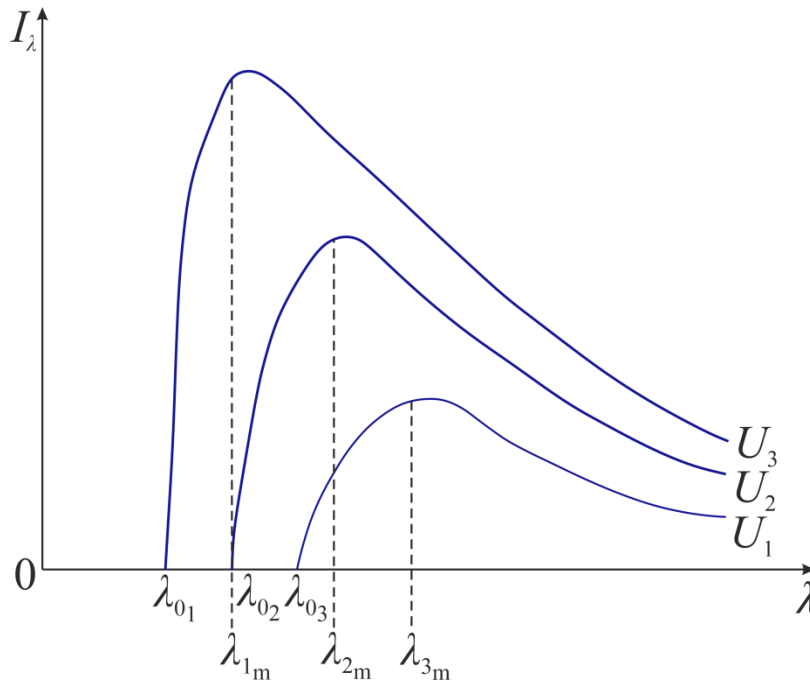


Рис. 17.2.

С увеличением напряжения между катодом и анодом можно получить условия, когда электроны обладают настолько большой энергией, что они не затормозятся на поверхности анода, а проникают внутрь атомов вещества анода, доходя до внутренних электронных оболочек (вблизи ядра атома). Тогда, за счет внутриатомных процессов излучение будет иметь линейчатый спектр и на фоне сплошного спектра появляются отдельные пики разной интенсивности. Это линии характеристического рентгеновского излучения (рисунок 17.3.).

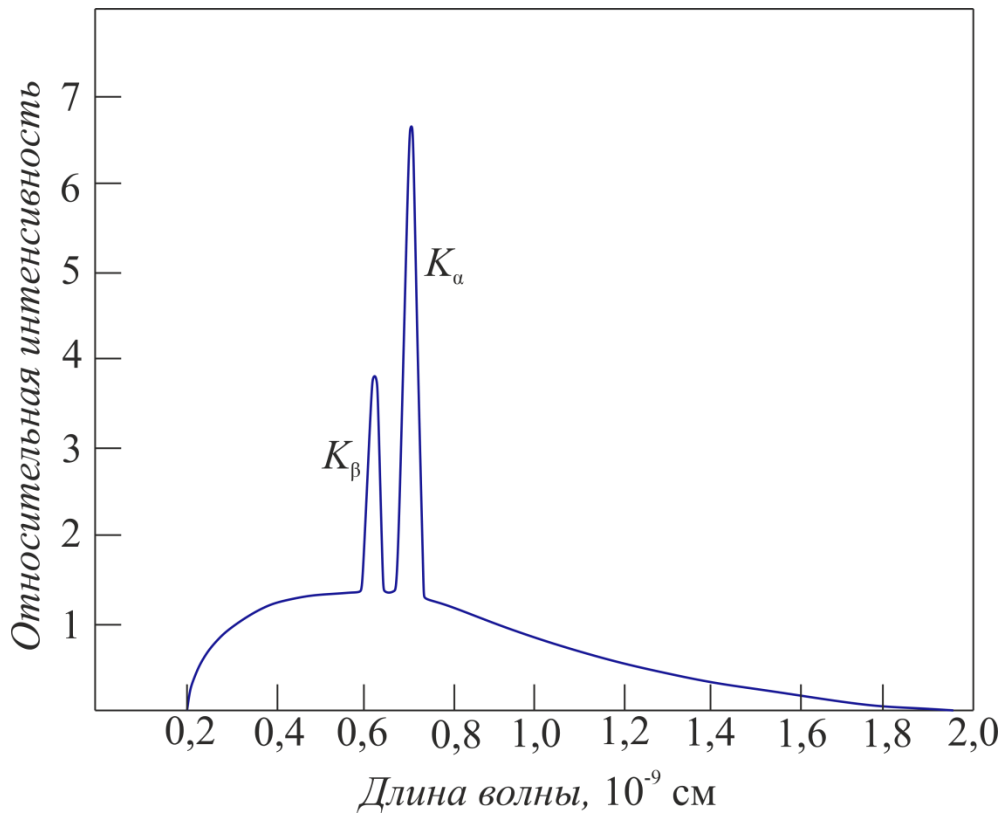


Рис. 17.3.

Характеристическое рентгеновское излучение объясняется внутриатомными процессами (см. рисунок 17.4).

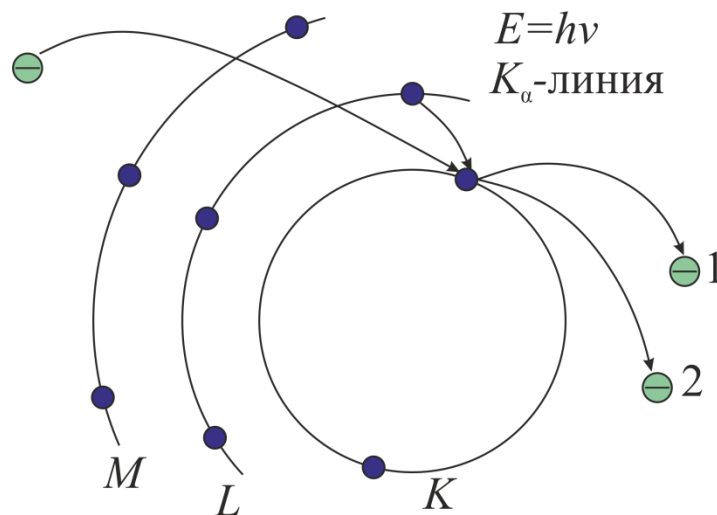


Рис. 17.4.

Быстрые электроны, проникая внутрь электронной оболочки атома, выбивают электроны, принадлежащие внутренним электронным слоям. Ближайший к ядру электронный слой (*K*-слой)

содержит два электрона. Если один из этих электронов оказывается выбитым за пределы атома, то при переходе электрона с вышележащих слоев (L, M) на $-$ слой и возникает соответствующая линия K -серии (рисунок 17.3.). При переходе электрона с $-$ слоя на K -слой излучается наиболее интенсивная K_α -линия характеристического рентгеновского спектра. Электроны $-$ слоя находятся в поле ядра с зарядом Ze , которое ослаблено одним электроном, оставшимся в K -слое. Таким образом, заряд Z_1e (*эффективный заряд*), определяющий электрическое поле в котором находится электрон, переходящий с $-$ слоя на K -слой, меньше заряда ядра на величину заряда одного электрона $Z_1e = (Z - 1)e$.

Внешние электронные слои можно рассматривать как сферически симметричные, и тогда электрическое поле внутри этих слоев отсутствует. Поэтому для $L \rightarrow -$ перехода, можно воспользоваться сериальной формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right),$$

полученной Мозли в 1913 году, где R – постоянная Ридберга, σ – постоянная экранирования. Для линий $-$ серии $n_i = 1$, $\sigma = 1$. В частности, для линии K_α , когда переход электрона в атоме происходит с $-$ слоя ($n_k = 2$), получим

$$\frac{1}{\lambda_{K_\alpha}} = R(Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3}{4}R(Z - 1)^2.$$

Тогда энергия излучаемого рентгеновского кванта равна

$$E_{K_\alpha} = h\nu = \frac{hc}{\lambda_{K_\alpha}} = \frac{3}{4}hcR(Z - 1)^2,$$

$$E_{K_\alpha} = 5,44 \cdot 10^4 \text{ эВ.}$$

Рентгеновские лучи находят широкое применение. Так, например, дифракция рентгеновских лучей на кристаллах, квазикристаллах, наноструктурах применяется в рентгеновском структурном анализе для определения структур атомных, молекулярных и нанокластеров.

17.5. Лазеры

А.Эйнштейном был сделан вывод, что переход из возбужденного состояния в основное или в более низкое состояние

может происходить не только самопроизвольно, но и под действием других фотонов. При этом также происходит излучение, которое называется *вынужденным* или *индуцированным*. В отличие от спонтанного, индуцированное излучение когерентно, монохроматично, узко направлено и поляризовано. Источники индуцированного излучения в оптическом диапазоне называются оптическими квантовыми генераторами (ОКГ), так как при прохождении фотонов в среде, с определенными свойствами, излучение усиливается. Оптические квантовые генераторы в видимом диапазоне называются лазерами.

Свойства индуцированного излучения широко используются в научных и практических целях. Создание квантовых генераторов по существу означало возникновение новых разделов физики – квантовой радиофизики и квантовой оптики.

Большое распространение получили лазеры, активным веществом которых является смесь неона и гелия. Устройство такого лазера представлено схематически на рисунке 17.5. Стекло́нная трубка 1, заполненная смесью гелия с парциальным давлением около 10^2 Па и неона с давлением около 10 Па помещается между двумя параллельными зеркалами 3 и 4, из которых одно (в данном случае 3) частично прозрачно. На концах трубки расположены два электрода 2. При подаче напряжения на электроды в трубке возникает электрический разряд. В плазме электрического разряда атомы неона и гелия возбуждаются при неупругих столкновениях с электронами.

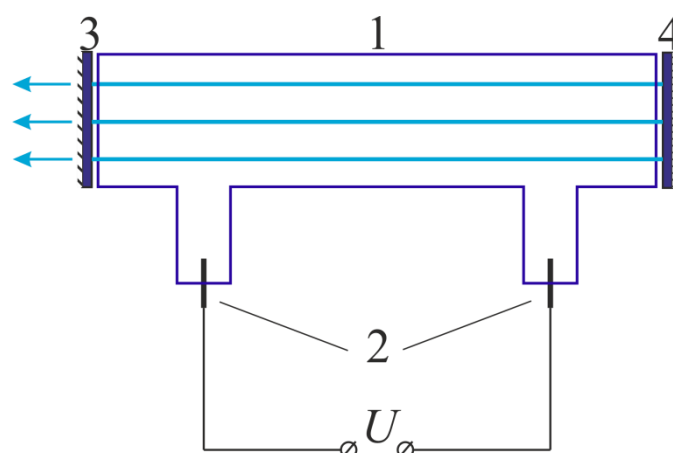


Рис. 17.5.

Рассмотрим принцип действия гелий-неонового лазера с непрерывным режимом работы (рисунок 17.6).

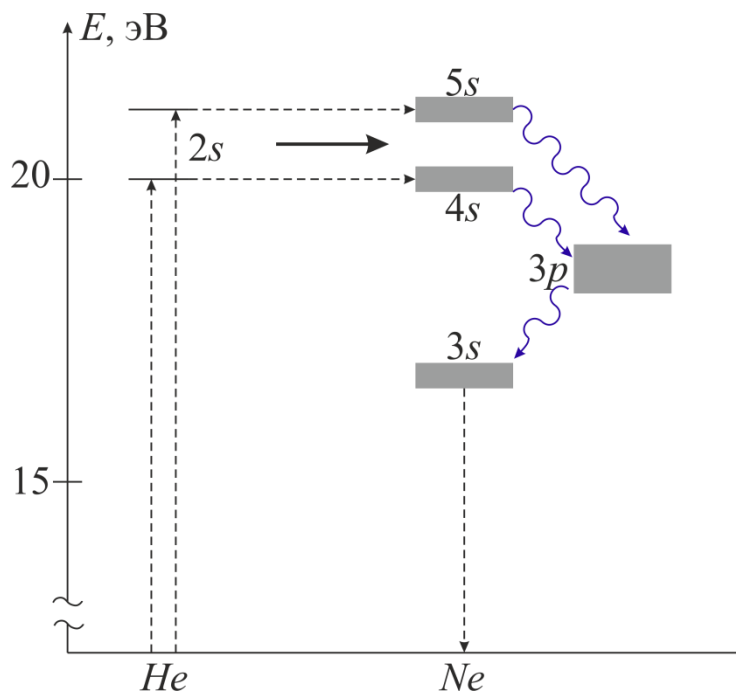


Рис. 17.5.

На рисунке показаны первые возбужденные уровни гелия *He* и неона *Ne*. У гелия два уровня $2s$ (отвечающие двум различным взаимным ориентациям спина электронов возбужденного атома гелия). Эти уровни могут быть возбуждены оптически, так как переход $1s \rightarrow 2s$ с поглощением фотона – запрещенный. Возбуждение достигается при газовом разряде, за счет неупругих соударений с электронами (удары первого рода на рисунке 17.6. показаны вертикальными пунктирными стрелками). Состояние $2s$ – метастабильное, так как переходы $2s \rightarrow 1s$ с излучением фотона запрещены.

У неона состояния $4s$ и $5s$ очень близки к указанным состояниям $2s$ гелия.

Поскольку передача энергии при столкновении для гелия в $2s$ -состоянии – это единственный способ отдачи энергии, эта энергия, в конце концов, передается атомам неона, переходящим в состояния $4s$ и $5s$ (на рисунке 17.6. эта передача энергии показана жирной горизонтальной стрелкой). Из этих состояний разрешены переходы с

излучением в состоянии $3p$. Разрешены оптически и следующие переходы с $3p$ на нижние -уровни.

Лазеры, благодаря своим свойствам находят широкое применение во всех областях современной науки, техники, технологиях и быту.

18. СОСТАВ И СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦАХ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Экспериментальные факты, подтверждающие сложное строение атома ядра.](#)

[Состав и строение атомного ядра. Энергия связи, дефект масс, ядерные силы.](#)

[Общие сведения об элементарных частицах. Классификация элементарных частиц.](#)

[Теория великого объединения.](#)

18.1. Экспериментальные факты, подтверждающие сложное строение атома ядра

В конце XIX века были получены экспериментальные факты, говорившие о сложном строении ядра, в опыте Резерфорда размер ядра порядка $10^{-14} \div 10^{-15}$ м.

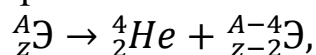
Одним из важных опытов в развитии атомной физики сыграло открытие радиоактивности (естественной радиоактивности). В 1896 г. Беккерель обнаружил опытно, что соли урана самопроизвольно испускают излучение, обладающее большой проникающей способностью. Позже Мари Склодовская-Кюри и Пьер Кюри показали, что кроме урана излучает и имеющиеся в нем примеси. Это позволило им открыть два новых элемента: радий (лучистый) и полоний. Было показано, что это излучение состоит из трех компонентов α , β , γ -излучения.

Всякое самопроизвольное испускание радиоактивными веществами α , β , γ -излучения в результате, которых ядра одних элементов превращаются в другие получило название естественной радиоактивности. Эти ряды излучений исследовались в магнитных и электрических полях. Был сделан вывод, что α -излучение – поток ядер атомов гелия ${}^4_2\text{He}$ (${}^4_2\alpha$) (положительно заряженная частица); β -излучение – поток быстрых электронов \bar{e} (отрицательно заряженная частица); γ -излучение – электромагнитное излучение, более коротковолновое, чем рентгеновское. Такие ядерные превращения говорят о сложном строении атомного ядра.

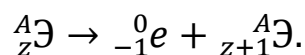
В конце XIX века получены результаты, которые показали, что продукты радиоактивного распада в большинстве случаев сами радиоактивны. Были обнаружены атомы, ядра которых имеют одинаковый положительный заряд $Z = const$, но разное массовое число $A \neq const$. Такие ядра были названы *изотопами*, например изотопы водорода H: протий (протон) ${}^1_1\text{H}$, дейтерий ${}^2_1\text{H}$, тритий ${}^3_1\text{H}$. Изотопы есть и у ядер тяжелых элементов, например урана ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$.

Как известно, естественная система химических элементов заканчивается ${}^{238}_{92}\text{U}$ искусственным путем были созданы элементы с атомными номерами $Z = 105; 109$, все они оказались неустойчивыми. Все ядра $A > 210$ – неустойчивые.

Радиоактивные превращения происходят с учетом следующих законов: *закон сохранения заряда, закон сохранения массы*; -распад происходит следующим образом



β -распад



Распад ядер носит статистический характер. Невозможно сказать, когда именно распадется данное ядро, но можно определить вероятность распада.

Закон радиоактивного распада

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где N_0 – начальное число ядер, а N_t – число нераспавшихся ядер в момент времени t , λ – *постоянная распада* численно равная вероятности распада одного ядра за секунду.

Теоретически все ядра распадаются за бесконечно большой промежуток времени, поэтому для характеристики скорости распада вводится величина – *период полураспада* T – время, за которое распадается половина имеющихся ядер.

С учетом вышесказанного можно записать

$$\begin{aligned} \frac{N_0}{2} &= N_0 \cdot e^{-\lambda T}, \\ e^{-\lambda T} &= \frac{1}{2}, \\ T &= \frac{\ln 2}{\lambda}. \end{aligned}$$

Среднее время жизни атомного ядра определяется величиной

$$Q = \frac{1}{\lambda}.$$

Изменение числа ядер при радиоактивном распаде можно представить графически (рисунок 18.1.).

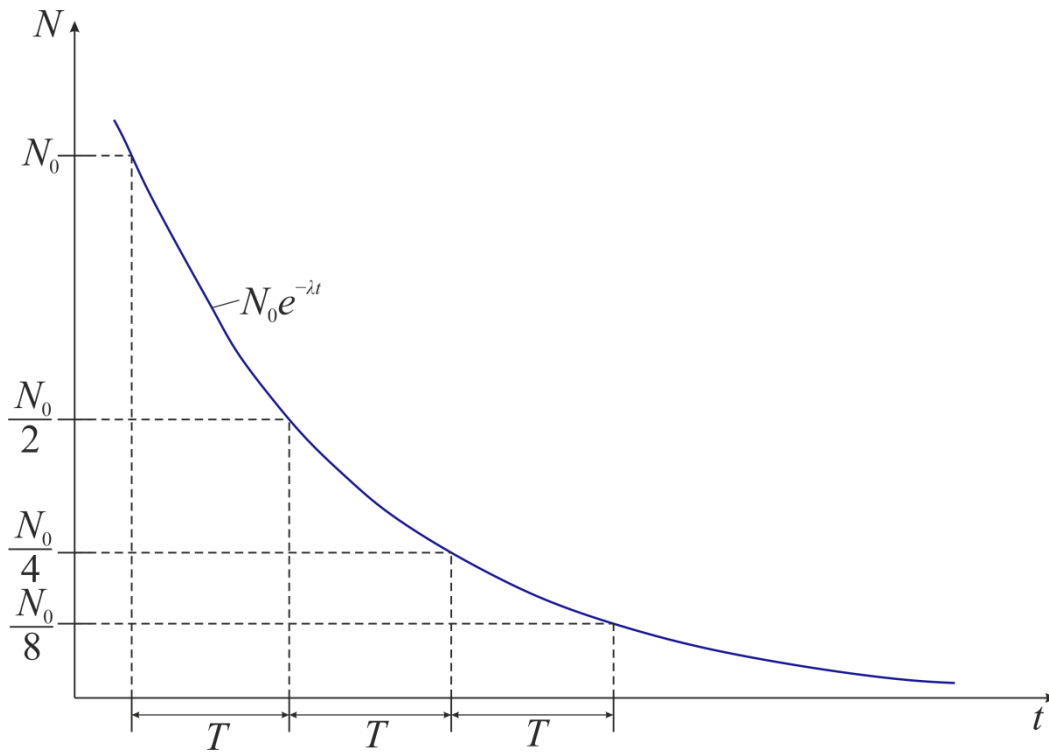


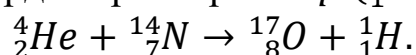
Рис. 18.1.

Периоды полураспада различных элементов резко отличаются друг от друга, от долей секунды до миллиардов лет. Период полураспада урана 238 (${}^{238}_{92}\text{U}$) $T_{\text{U-238}} = 4,9 \cdot 10^9$ лет.

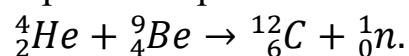
Открытие естественной радиоактивности, получение изотопов, искусственная радиоактивность говорят о сложном строении атомного ядра.

Искусственная радиоактивность позволила открыть протон и нейтрон.

В 1919 г. Резерфорд открыл протон p (${}^1_1\text{H}$)



В 1932 г Чедвик открыл нейтрон n



Массы протона и нейтрона сравнимы между собой.

18.2. Состав и строение атомного ядра. Энергия связи, дефект масс, ядерные силы

Судя по величине Z в состав ядра гелия должно входить два протона и два нейтрона. Таким образом, справедлива *протонно-нейтронная модель ядра*.

Обозначим *количество протонов* Z , *число нейтронов* N . Их называют нуклонами, сумму протонов и нейтронов называют *атомной массой*

$$A = Z + N.$$

Таким образом, объяснено существование изотопов. Например, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$ объясняется тем, что $Z = \text{const}$, $N \neq \text{const}$.

Атомное ядро – стабильное образование. Стабильность ядра характеризуется энергией связи ядра. *Энергия связи ядра* равна энергии необходимой для разделения ядра на составные части. При делении ядра должны выполняться законы сохранения заряда и сохранения энергии. По формуле Эйнштейна, известной из его теории относительности

$$E = mc^2.$$

Пусть ядро делится на две составные части m_1 и m_2 , запишем закон сохранения энергии

$$m_{\text{я}}c^2 = m_1c^2 + m_2c^2, \quad m_{\text{я}} = m_1 + m_2.$$

Расчет показывает, что для ${}^4_2\text{He}$ имеющего два протона и два нейтрона

$$2m_p + 2m_n > m_{\text{я}}({}^4_2\text{He}).$$

Величина, равная разности между суммой масс частиц, составляющих ядро, и массой ядра называется *дефектом масс*

$$\Delta m = (m_1 + m_2) - m_{\text{я}}.$$

Закон сохранения энергии будет выглядеть следующим образом. *Энергия системы (ядро) складывается из кинетической энергии составных частей и потенциальной энергии их взаимодействия, т.е. энергия связывающая их в единую систему (потенциальная энергия всегда отрицательна)*

$$m_{\text{я}}c^2 = m_1c^2 + m_2c^2 - \Delta mc^2.$$

Энергией связи ядра считается

$$\Delta E = |-\Delta mc^2|.$$

При образовании ядра эта энергия выделяется, а при распаде – поглощается извне (см. рисунок 18.2.).

Выражая энергию связи через характеристики ядра, получим

$$\Delta m = m_{\text{я}} - (Zm_p + Nm_n).$$

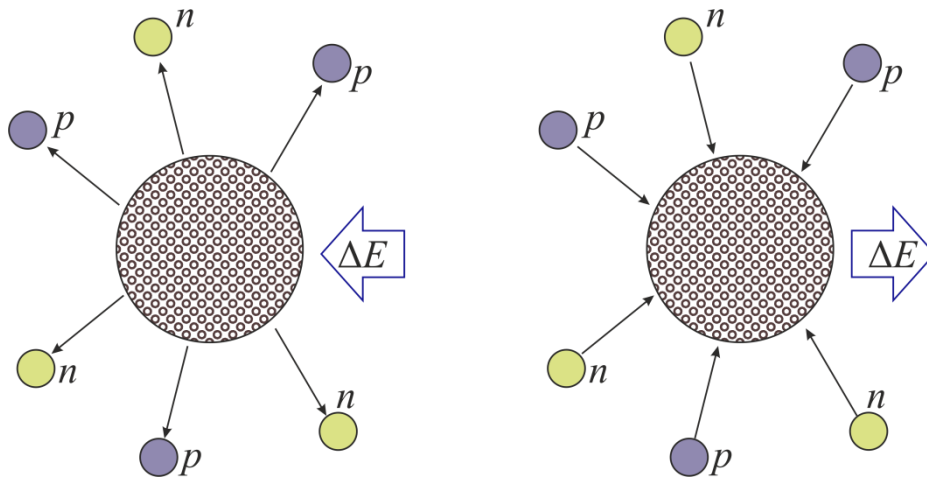


Рис. 18.2.

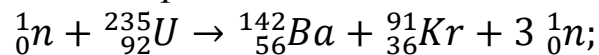
Для характеристики прочности атомного ядра вводят понятие энергии связи и дефекта масс приходящиеся на один нуклон – это есть *удельная энергия связи*

$$\varepsilon = \frac{\Delta E}{A}, \quad \Delta m_{\text{уд}} = \frac{\Delta m}{A}.$$

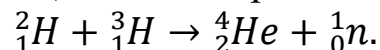
Зависимость энергии связи от атомной массы изотопов представлена на рисунке 18.3.

Ядро тем прочнее, чем больше удельная энергия связи и дефект масс, т.е. чем меньше потенциальная энергия системы. Самые прочные ядра расположены в средней части таблицы Менделеева с атомной массой A порядка $50 \div 60$. Такая зависимость удельной энергии связи от атомной массы A дает энергетически выгодным два процесса:

→ *деление тяжелых ядер* на несколько более легких



→ *слияние (синтез) легких ядер* в одно ядро



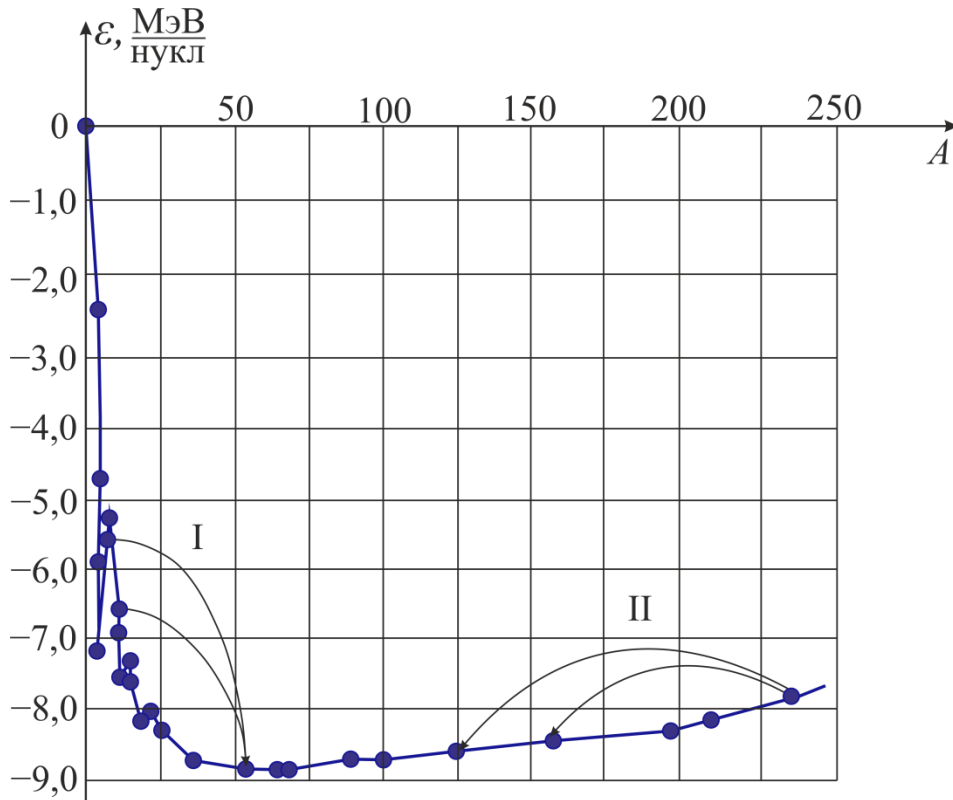


Рис. 18.3.

Оба процесса сопровождаются выделением большого количества энергии. На практике эти процессы используются для получения ядерной энергии. Первый тип реакций – деления ядер называется цепной реакцией, которая идет в реакторе (см. рисунок 18.4).

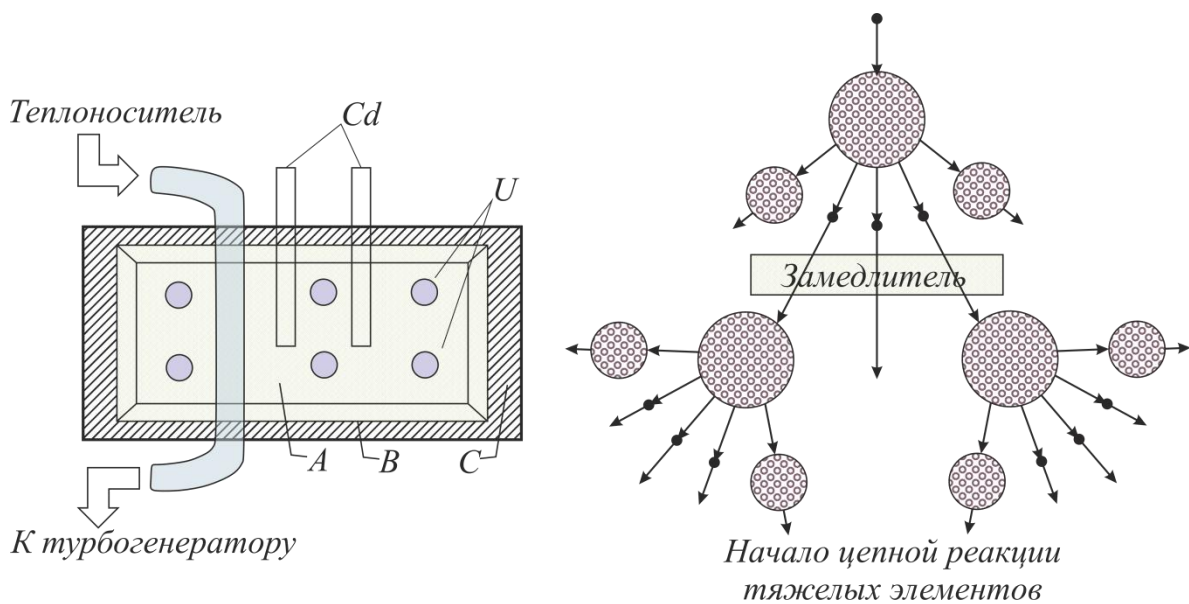


Рис. 18.4.

Рассмотрим природу ядерных сил. По гипотезе Д.Д. Иваненко, И.Е. Тамма нуклоны в ядре испытывают непрерывное превращение – нейтрон испускает электрон и превращается в протон, а протон поглотив этот электрон превращается в нейтрон. Таким образом, между нуклонами всегда существует легкая частица – электрон, которая и обеспечивает взаимодействия нуклонов. Эта теория приводит к малой величине сил взаимодействия. Японский физик Х. Юкава предположил, что взаимодействие нуклонов осуществляется более тяжелыми частицами. Подобные частицы были открыты в космических лучах в 1937 году – называются μ -мезоны, но оказалось, что мезоны ядерно неактивны, они с нуклонами не взаимодействуют, позже были открыты другие частицы π -мезоны (π^0, π^+, π^-) они оказались активными. В настоящее время доказано, что именно пи-мезоны (или кратко пионы) являются носителями ядерных сил, т.е. нуклоны в ядре обмениваются π -мезонами, которые переносят импульс, и обуславливают притяжение нуклонов. Ядерные силы носят обменный характер.

Ядерные силы – короткодействующие силы, радиус действия порядка $10^{-14} \div 10^{-15}$ м, не являются центральными силами, значительно превосходит кулоновские силы и силы магнитного взаимодействия, т.к. эти силы быстро убывают с расстоянием, радиус действия их мал, они действуют между соседними нуклонами. Им присуще свойство насыщения, например, наиболее устойчивое образование из четырех нуклонов (α -частица).

18.3. Общие сведения об элементарных частицах.

Классификация элементарных частиц

Будем понимать под элементарной частицей – неделимую, простейшую частицу.

До конца XIX века неделимой частицей считали атом. С начала XX века до 1932 года элементарными частицами считались составные части атома: электрон, протон, фотон.

В 1932 Чедвик открывает новую частицу нейтрон. Вскоре открыли позитрон e^+ . В 1936 году среди продуктов взаимодействия в космических лучах был открыт мезон, в 1947 – мезоны двух типов и ряд других частиц. Но в космическом излучении частицы рождаются редко, изучать их практически нельзя, время жизни коротко. Большое

количество элементарных частиц было открыто при помощи ускорителей. В настоящее время таких частиц (вместе с античастицами) насчитывается более 400. Поэтому элементарными частицами они не являются, для них используется термин «микрочастицы».

Все они резко отличаются по своим свойствам: массой частиц, временем жизни, которое меняется от микросекунд до миллиардов лет.

Классификация элементарных частиц. В настоящее время единой классификацией элементарных частиц нет. Есть несколько подходов. Все микрочастицы делятся на две большие группы: *частицы* и *античастицы*. Античастицы имеют свойства аналогичные свойствам частицы, только знак электрического заряда противоположен знаку частицы, например электрон e^- и позитрон e^+ . Есть частицы, у которых заряд равен нулю, тогда античастица совпадает с частицей.

Квантовая механика делит частицы на два класса: фермионы, спин которых равен $s = \frac{1}{2}$ (подчиняются статистике Ферми- Дирака), бозоны, спин которых равен $s = 0; s = 1$ (подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна).

По типам взаимодействия выделяют четыре вида частиц (Таблица 18.1).

Таблица 18.1.

<i>Тип взаимодейст вия</i>	<i>Вид сил</i>	<i>Поле</i>	<i>Взаимодейст вующие заряды</i>
Гравитацион ное	Гравитацион ные силы	Гравитацион ное	Гравитационные заряды- массы
Электромаг нитное	Электромаг нитные силы	Электромаг нитное	Электрический заряд и магнитный момент – спин
Ядерное, сильное	Ядерные силы	Ядерное поле	Ядерные заряды
Слабое	Слабые силы	Поле слабого взаимодействия	Заряды слабого взаимодействия

Всякое взаимодействие характеризуется переносчиками взаимодействия:

- гравитационное – гравитоны (не открыты);
- электрическое – фотоны;
- сильное – пи-мезоны;
- слабое – промежуточные W^+ , W^- , Z^0 - бозоны.

Классификация частиц по массе представлена на рисунке 18.4.

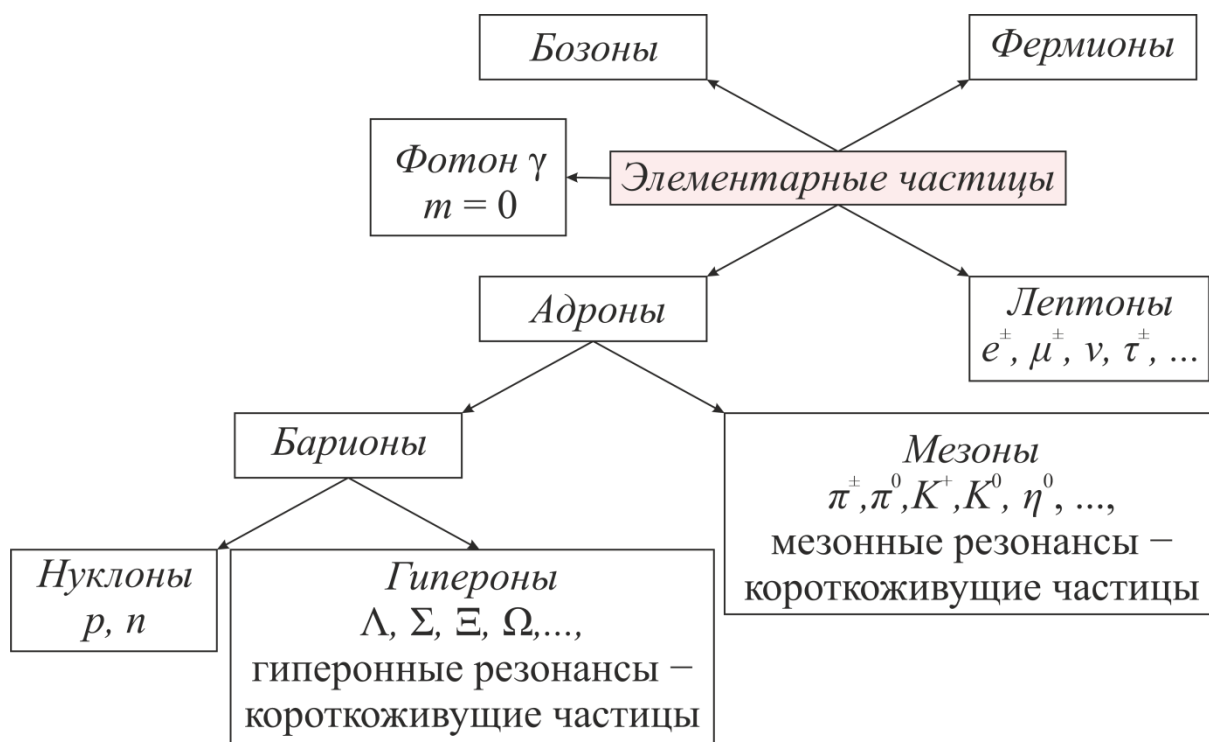


Рис. 18.4.

Истинно элементарными частицами являются *кварки*. Существует три вида основных кварков s , u , d и их античастицы.

Свойства их необычны, по сравнению с микрочастицами. Они имеют дробные заряды.

Различные комбинации кварков воспроизводят все известные адроны и мезоны.

В таблице 18.2. представлены группы адронов, их кварковый состав и основные характеристики.

Таблица 18.2.

Барионы ($B = 1, L = 0$)				
Частица	Кварковый состав	Масса, mc^2 (МэВ)	Время жизни (сек)	Спин, четность, изоспин $s^p(I)$
p	uud	938,27	>1031 лет	$\frac{1}{2}^+ \left(\frac{1}{2}\right)$
n	ddu	939,57	887 ± 2	$\frac{1}{2}^+ \left(\frac{1}{2}\right)$
Λ	uds	1116	$2,6 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}^+ (0)$
Σ^+	uus	1189	$0,80 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}^+ (1)$
Σ^0	uds	1193	$7,4 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}^+ (1)$
Σ^-	dds	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}^+ (1)$
Ξ^0	uss	1315	$2,9 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}^+ \left(\frac{1}{2}\right)$
Ξ^-	dss	1321	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2}^+ \left(\frac{1}{2}\right)$
Ω^-	sss	1672	$0,82 \cdot 10^{-10}$	$\frac{3}{2}^+ (0)$
Δ^{++} Δ^+ Δ^0 Δ^-	$\left. \begin{array}{l} uuu \\ uud \\ udd \\ ddd \end{array} \right\}$	1230 – 1234	115 – 125	$\frac{3}{2}^+ \left(\frac{3}{2}\right)$

18.4. Теория великого объединения

В любой теории предпринимается попытка свести многообразие проявлений свойств объекта к минимальному числу фундаментальных свойств. Это стремление привело, в случае описания строения материи, к введению большого числа элементарных частиц, которые взаимодействуют по средствам четырех типов фундаментальных взаимодействий:

- сильного;
- электромагнитного;
- слабого;
- гравитационного.

Поведение частиц описывает квантовая теория поля, которая выражает превращение частиц, как изменение их состояния. Однако при этом все взаимодействия оказываются независимыми, и теория становится все более громоздкой и сложной.

Первый шаг к построению более общей теории – выделение истинных элементарных (фундаментальных) частиц. Сейчас считают, что это лептоны, кварки и переносчики взаимодействия. Следующий шаг – создание единой теории сильного электромагнитного и слабого взаимодействия. Это описание фундаментальных частиц в таком пространстве, в котором и кварки, и лептоны рассматриваются как различные состояния одной частицы.

Используя симметрию этого пространства, прогнозируется существование 24 частиц – переносчиков взаимодействия, в которые вошли 8 глюонов, фотон, промежуточные бозоны – всего 12. Гравитон туда не попал, так как теория великого объединения не затрагивает гравитационное взаимодействие. Оставшиеся 12 частиц имеют такие большие массы (как предполагают), что будут проявляться лишь при очень больших энергиях. Следует отметить, что удовлетворительной теории великого объединения по настоящее время не создано. Большие надежды ученые связывают с большим адронным колаэдром. Объединение с гравитационным взаимодействием – следующий шаг. Некоторые ученые считают, что без гравитационного взаимодействия, великое объединение не имеет смысла.

19. ИЗМЕРЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Рассматриваемые вопросы.

[Система единиц СИ.](#)

[Размерность.](#)

[Система механических физических величин LMT.](#)

[Значащие и порядковые цифры. Стандартная форма записи числа.](#)

[Виды измерений физических величин. Погрешности.](#)

[Действия с числами с явно заданной погрешностью. Свойства.](#)

[Графическое представление результатов измерений.](#)

19.1. Система единиц СИ

Изучение физических явлений и процессов связано с измерением физических величин. Измерить физическую величину – это значит сравнить ее с такой же физической величиной, условно принятой за единицу.

Для каждой величины можно было бы выбрать свою единицу независимо от других величин. Но целесообразно поступить иначе – единицы нескольких величин (их называют *основными единицами*) установить независимо от других величин, а остальные – выразить через эти единицы, используя физические закономерности. Например, скорость выражается через две независимые величины – длину и время. Те единицы, которые устанавливаются не независимо, а с помощью формул, связывающих их с основными единицами, называются *производными единицами*. Совокупность основных и производных единиц называют *системой единиц*.

В школе в основном используют Международную систему единиц – СИ (SI – Sistem International). Она состоит из семи основных единиц.

Таблица 19.1.

№ пп	Величина	Единица	Обозначение
1.	Длина	метр	м
2.	Масса	килограмм	кг
3.	Время	секунда	с
4.	Сила тока	ампер	А

Продолжение таблицы 19.1.

5.	Термодинамическая температура	кельвин	К
6.	Сила света	кандела	кд
7.	Количество вещества	моль	моль

Дополнительными единицами СИ являются.

№ пп	Величина	Единица	Обозначение
8.	Плоский угол	радиан	рад
9.	Телесный угол	стерадиан	ср

Используя математические выражения физических зависимостей одних величин можно через основные единицы выразить все остальные единицы физических величин – производные единицы. Так, например, в СИ единица силы – ньютон является производной единицей: ньютон (Н) – сила, которая массе 1 кг сообщает ускорение $1 \frac{м}{с^2}$.

Существуют и другие системы единиц, например, система СГС (сантиметры-граммы-секунды). Из названия очевидно, какие единицы применяются в ней за основные.

19.2. Размерность

Некоторые физические величины различающиеся по сути (например — путь, длина, перемещение), тем не менее, относятся к одному классу величин (как говорят — они имеют одну *размерность*). На практике в общей физике используется несколько десятков величин различных размерностей. Самих же величин в разы больше.

По договоренности, некоторые физические величины приняты за основные (их менее десяти), которые нельзя выразить друг через друга (таблица 19.2.).

Остальные физические величины могут быть выражены через основные и их называют производными физическими величинами.

Размерностью называют выражение, показывающее связь производной величины с основными величинами.

Размерность определяется из определения физической величины.

Таблица 19.2.

№ пп	Основная величина	Символ размерности
1.	Длина	L
2.	Масса	M
3.	Время	T
4.	Сила тока	I
5.	Термодинамическая температура	Q
6.	Сила света	J
7.	Количество вещества	N

19.3. Система механических физических величин LMT

Таблица 19.3.

	Физическая величина	Определяющее уравнение	Размерность
1	длина	–	L
2	масса	–	M
3	время	–	T
4	площадь	$S = a^2$	$\dim S = L^2$
5	объём	$V = a^3$	$\dim V = L^3$
6	скорость	$v = \frac{S}{t}$	$\dim v = LT^{-1}$
7	ускорение	$a = \frac{\Delta v}{\Delta t}$	$\dim a = LT^{-2}$
8	плотность	$\rho = \frac{m}{V}$	$\dim \rho = L^{-3}M$
9	импульс	$p = mv$	$\dim p = LMT^{-1}$
10	сила	$F = ma$	$\dim F = LMT^{-2}$
11	момент силы	$M = Fd$	$\dim M = L^2MT^{-2}$
12	момент импульса	$L = mvr$	$\dim L = L^2MT^{-1}$
13	давление	$P = \frac{F}{S}$	$\dim P = L^{-1}MT^{-2}$
14	работа, энергия	$A = Fs$	$\dim A = \dim E = L^2MT^{-2}$

Продолжение таблицы 19.3.

15	мощность	$N = \frac{A}{t}$	$\dim N = L^2MT^{-3}$
16	момент инерции	$J = mr^2$	$\dim J = L^2M$

Для L -системы механических величин таким образом строятся следующие системы единиц:

→ *МКС-система единиц* (часть СИ для механики), основанная на единицах: метр, килограмм, секунда;

→ *СГС-система единиц*, основанная на единицах: сантиметр, грамм, секунда;

→ *Британская система единиц*, основанная на единицах: фут, фунт, секунда.

Если известна размерность физической величины, то легко выражается ее единица через основные единицы системы единиц.

Например, размерность скорости в L -системе механических величин имеет вид $\dim v = LT^{-1}$, поэтому в МКС-системе единиц единица измерения скорости $[v] = \text{м} \cdot \text{с}^{-1} = \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Аналогично для силы: $\dim F = LMT^{-2}$, имеем $[F] = \text{м} \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} = \frac{\text{м} \cdot \text{кг}}{\text{с}^2} = \text{Н}$.

Именно из-за такой тесной связи зачастую отождествляют размерность и выражение единицы физической величины через основные единицы.

19.4. Значащие и порядковые цифры. Стандартная форма записи числа

Все цифры числа называются *значащими*, кроме нулей, стоящих слева.

Нули слева – это *порядковые* цифры. В приведенных ниже примерах **синим цветом** выделены цифры порядковые, а черные – значащие:

123,01; 21,0; **0,023**; **0,123**; **0,0001**.

В *стандартной форме записи* числа запятая ставится после первой значащей цифры. Порядковые нули, таким образом, исчезают.

Правильное число получается умножением на 10^n , где n – целое число.

Например,

$$108,0 = 1,080 \cdot 10^2; \quad 0,000083 = 8,3 \cdot 10^{-5};$$

$$0,110 \cdot 10^2 = 1,10 \cdot 10^1; \quad 234 \cdot 10^2 = 2,34 \cdot 10^4.$$

Цифра называется *верной*, если погрешность приближенного числа не превосходит единицы того разряда, в котором написана эта цифра. В противном случае цифра называется *сомнительной*.

Например, экспериментально определено, что масса гайки находится где-то в диапазоне (2,312 – 2,316) г. Видно, что первые три цифры границ диапазона одинаковые 2,31. Это *верные* цифры. Но, точность измерений не может гарантировать для массы гайки какую-либо определенную цифру в разряде тысячных. Поэтому последняя двойка у левой границы и шестерка у правой – *сомнительные* цифры.

По умолчанию в физике значения величин записывают так, чтобы они содержали *только верные* цифры. Сомнительные округляют по правилам округления. Если же в конце числа содержатся нули, оказавшиеся сомнительными, то их отбрасывают, записывая число в стандартном виде.

В приведенных ниже примерах **зеленым** выделены сомнительные цифры:

$$1,02345 = 1,02; \quad 0,02545 = 0,03; \quad 1,999 = 2,00;$$

$$1,999 = 2,0; \quad 1,0021 = 1,00; \quad -1,29 = -1;$$

$$1000 = 1,0 \cdot 10^3; \quad 200 = 2 \cdot 10^2.$$

Два последних примера показывают, что только стандартная форма записи числа дает возможность однозначно задавать количество верных цифр.

Нужно понимать, что в физике записи $m = 1000$ г и $m = 1$ кг не равнозначны. Первая может означать что угодно от очень точного измерения $m = 1,000 \cdot 10^3$ г до совсем неточного $m = 1 \cdot 10^3$ г и из-за этой неопределенности неудачна.

Иногда, если хотят подчеркнуть, что в числе все нули справа верные, но не хотят применять стандартную форму записи, то в

круглых скобках пишут слово – точно. Например, $Q = 3600$ Дж (точно). Но так обычно не делают.

Важно заметить, что все табличные величины считаются состоящими только из верных цифр, даже если это нули справа при записи числа в нестандартном виде.

Иными словами, табличные величины $\rho = 1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ или $c = 4200 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$, всегда следует воспринимать как $\rho = 1,000 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ и $c = 4,200 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$.

19.5. Виды измерений физических величин. Погрешности

Измерение физической величины – это сравнение ее с другой однородной с ней величиной, принятой за единицу.

Однородными называют такие физические величины, которые характеризуют одно и то же свойство материи или являются одной и той же характеристикой процесса и могут отличаться только численно.

Измерения физических величин разделяют на *прямые* и *косвенные*.

1) *Прямые измерения* – измерения, результат которых сразу дает искомую величину. Например, измерение длины масштабной линейкой, времени – секундомером, силы – динамометром.

2) *Косвенные измерения* – измерения, результат которых получается путем производства каких-либо математических операций над результатом прямых измерений величин, связанных с искомой величиной определенной формулой. Например, измерение ускорения силы тяжести по измеренной длине маятника и времени его колебания.

Измерения физических величин являются приближенными, так как вследствие неточности измерительных приборов и несовершенства органов чувств, неполноты знаний и трудности учета всех побочных явлений при измерениях неизбежно возникают *погрешности*. Однако, в каждом конкретном случае можно указать пределы, внутри которых заключена измеряемая величина. Чем совершеннее измерительный прибор и методика измерений, тем более узки пределы, определяющие величину погрешности.

При выполнении лабораторной работы необходимо произвести измерения так, чтобы отклонение полученного значения измеряемой величины от истинного было как можно меньше. Кроме того, необходимо дать оценку той погрешности, которая получилась при данном измерении.

Погрешности или ошибки бывают систематическими или случайными.

Систематическими называют погрешности, обусловленные несовершенством измерительного прибора (например, пластмассовые линейки с течением времени укорачиваются на несколько миллиметров, секундомер может иметь неправильный ход – спешить или отставать на несколько секунд) или ошибочностью его использования (например, перед взвешиванием не установлено равновесие ненагруженных весов). Систематические погрешности всегда имеют один и тот же знак, то есть систематически повторяются. Эти ошибки устраняются введением поправок.

Случайные погрешности являются результатом случайных факторов, которые заранее невозможно учесть (несовершенство органов чувств, влияние внешних условий). Случайные ошибки могут изменять результат в обе стороны, то уменьшая его, то увеличивая. Оба знака случайных погрешностей равновероятны. Эти ошибки устранить нельзя, так же как нельзя заранее определить их знак.

Промахи и неточности – это ошибки, возникающие в результате небрежности отсчета по приборам или неразборчивости в записи их показаний. Для их устранения необходимо сделать повторное (контрольное) измерение.

Степень точности измерений, в основном, определяется точностью измерительного прибора. Под точностью прибора подразумевается та наименьшая величина, которую еще можно определить вполне надежно. Точность прибора определяется ценой (значением) наименьшего деления его шкалы.

Оценку точности измерений можно сделать, указав абсолютную погрешность измерений.

Абсолютной погрешностью Δa измерения физической величины x называется разность $x - a$, где a – измеренное значение величины x :

$$\Delta a = x - a.$$

Абсолютная погрешность Δa имеет размерность измеряемой величины. Так как знак абсолютной погрешности случаен, то $x = a \pm \Delta a$, что означает: $a - \Delta a \leq x \leq a + \Delta a$.

Следовательно, знание абсолютной погрешности позволяет узнать интервал, внутри которого заключено истинное значение измеряемой величины, но абсолютная погрешность сама по себе не дает полного представления о точности измерения. Точность измерения характеризуется еще относительной погрешностью.

Относительной погрешностью E называется отношение абсолютной погрешности к результату измерения:

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{a} \text{ или } \varepsilon = \frac{\Delta a}{a} \cdot 100\%.$$

Часто приходится по вычисленной относительной погрешности находить абсолютную погрешность: $\Delta a = \varepsilon a$.

Вычисление погрешностей прямых измерений можно произвести следующим образом.

Если величина x измерена n раз с одинаковой степенью точности, то наиболее достоверным значением искомой величины будет ее среднее значение

$$a_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n a_i,$$

где a_i – результат i -го прямого измерения искомой величины.

Разности между средними значениями измеряемой величины a_{cp} и значениями при отдельных измерениях являются абсолютными погрешностями отдельных измерений. Они могут быть и положительными и отрицательными:

$$\Delta a_i = a_{cp} - a_i,$$

здесь Δa_i – абсолютная погрешность i -го измерения величины x .

Для определения максимальной средней абсолютной погрешности результата берут среднее арифметическое модулей абсолютных ошибок:

$$\Delta a_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\Delta a_i|.$$

Максимальная средняя относительная погрешность результата многократных прямых измерений

$$\varepsilon = \frac{\Delta a_{cp}}{a_{cp}},$$

а истинное значение искомой величины x :

$$a_{ист} = a_{cp} \pm \Delta a_{cp}.$$

При записи выражения необходимо сопоставить значения $\Delta a_{ср}$ с той погрешностью, которая определяется прибором $\Delta a_{пр}$, которая равна точности измерительного прибора. Иногда эту погрешность считают равной половине цены наименьшего деления шкалы прибора, если она не указана на приборе или инструкции.

Для справки:

Деревянная	линейка	\pm	1	мм;
Стальная	линейка	\pm	0,5	мм;
Штангенциркуль			$\pm 0,1$ мм или $\pm 0,05$ мм;	
Термометр		\pm	1	цена деления;
Мензурка, шприц		\pm	1	цена деления;
Стрелочные вольтметры	амперметры	и	$\pm 1/2$	цены деления.

Для цифровых приборов погрешность может быть записана в инструкции или указан класс точности прибора.

Возможны варианты.

1. Задается только относительная погрешность (например, 3%) от измеряемой величины.

2. Задается количество единиц последнего разряда (например, ± 2 ед. последнего разряда).

3. Задается комбинация относительной погрешности и количества единиц последнего разряда (например, $2\% \pm 1$ ед. последнего разряда).

4. Задается минимальная граница относительной погрешности (например, ± 2 ед. последнего разряда, но не менее 1%).

Для справки:

Мультиметр		$2\% \pm 2$ ед. последнего разряда;
Штангенциркуль электронный		$\pm 0,05$ мм, но не менее 1%;
Электронный секундомер		
– при ручном пуске		0,2 с;
(учитывая время реакции)		
– при электронном пуске		0,05 с;
Электронные весы (0 – 200 г)		0,05 г;
Электронный термометр		2%.

Если окажется, что $\Delta a_{cp} < \Delta a_{пр}$, то в выражении истинного значения $a_{ист}$ искомой величины следует Δa_{cp} заменить на $\Delta a_{пр}$.

При однократном прямом измерении величины x

$$a'_{ист} = a' \pm \Delta a_{пр},$$

где a' - результат отсчета по прибору.

Следует обратить внимание на то, что запись результата отсчета по прибору должна отражать точность измерения величины данным прибором. Например, запись результата 56 см свидетельствует о том, что длина измерена с точностью до 1 см, и, что экспериментатор пользовался масштабной линейкой с ценой наименьшего деления в 1 см. Запись 56,0 см – свидетельствует о большей степени точности измерения той же длины и о том, что измерение проводилось масштабной линейкой с миллиметровыми делениями.

Вычисление погрешностей результатов косвенных измерений можно осуществить так:

Пусть величина N вычисляется по формуле: $N = \frac{a+b}{b}$, где a и b – получены прямыми измерениями, то есть:

$$a = a_{cp} \pm \Delta a_{cp} \text{ и } b = b_{cp} \pm \Delta b_{cp}.$$

Надо определить N_{cp} и ΔN_{cp} . Среднее значение находится по формуле

$$N_{cp} = \frac{a_{cp} + b_{cp}}{b_{cp}}.$$

Отдельные величины a и b могут быть измерены один раз. Максимальная средняя абсолютная погрешность:

$$\Delta N_{cp} = E \cdot N_{cp}.$$

Определить относительную погрешность E немного сложнее. Можно использовать дифференциальное исчисление.

Так как дифференциал натурального логарифма

$$d(\ln N) = \frac{dN}{N}, \text{ то } \Delta(\ln N) = \frac{\Delta N}{N}.$$

Замена знака дифференциала знаком ошибки Δ правомерна, так как ошибки измерения обычно невелики и их можно рассматривать как бесконечно малые величины. Таким образом

$$\varepsilon = d(\ln N),$$

т.е. относительная погрешность результата косвенного измерения равна полному дифференциалу натурального логарифма

функции, выражающей зависимость данной величины от измеряемых непосредственно величин.

Для нахождения относительной погрешности результата косвенного измерения логарифмируют расчетную формулу, а затем полученное выражение дифференцируют с последующей заменой знаков дифференциалов знаками абсолютных ошибок. Если ошибка отдельной величины входит в результат дифференцирования несколько раз, то после дифференцирования следует сгруппировать все члены, содержащие данную ошибку, вынося ее за скобки.

При расчете максимальной относительной погрешности выражения в скобках берутся по модулю, значения абсолютных погрешностей прямых измерений считаются положительными.

В расчетную формулу, определяющую исходную величину, входят иногда величины, значения которых взяты из таблицы. Абсолютная погрешность каждой такой величины принимается равной половине или единице разряда последней цифры.

Если в лабораторной работе проверяется равенство двух выражений: $N_1 = N_2$, то результат работы считается удовлетворительным, если

$$|N_1 - N_2| \leq \Delta N_1 + \Delta N_2.$$

19.6. Действия с числами с явно заданной погрешностью.

Свойства

1. Абсолютная погрешность алгебраической суммы равна сумме алгебраических погрешностей.

$$y = a + b;$$

$$y = f(a, b); \quad a = x, \quad b = c;$$

$$dy = \frac{\partial f}{\partial a} \cdot da + \frac{\partial f}{\partial b} \cdot db = da + db;$$

$$\Delta y = \Delta a + \Delta b;$$

$$y = a - b; \quad dy = da - db; \quad \Delta y = \Delta a + \Delta b.$$

Пример. Пусть искомая величина x находится как сумма a и b , абсолютные погрешности измерений которых равны Δa и Δb . Тогда можно записать, что $x = a + b$ и $x \pm \Delta x = (a \pm \Delta a) + (b \pm \Delta b)$. Вычитая почленно из второго равенства первое, получим: $\Delta x = \Delta a +$

Δb . Отсюда максимальная абсолютная погрешность величины x равна:

$$\Delta x = \Delta a + \Delta b.$$

2. Относительная погрешность произведения равна сумме относительных погрешностей всех множителей.

$$y = a \cdot b;$$

$$dy = \frac{\partial f}{\partial a} \cdot da + \frac{\partial f}{\partial b} \cdot db = b \cdot da + a \cdot db;$$

$$\Delta y = b \cdot \Delta a + a \cdot \Delta b;$$

$$\frac{\Delta y}{y} = \frac{b \cdot \Delta a + a \cdot \Delta b}{a \cdot b} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b}.$$

Теорема справедлива для любого числа множителей.

Пример. Пусть величина $x = ab$, тогда

$$x \pm \Delta x = (a \pm \Delta a)(b \pm \Delta b) = ab \pm a\Delta b \pm b\Delta a \pm \Delta a\Delta b.$$

Значение абсолютной погрешности как правило мало по сравнению с самой величиной, а поэтому произведением двух малых величин $\Delta a\Delta b$ можно пренебречь. Тогда после почленного вычитания из второго равенства первого, максимальная погрешность равна

$$\Delta x = a\Delta b \pm b\Delta a.$$

3) Относительная погрешность частного равна сумме относительных погрешностей делителя и делимого.

$$y = \frac{a}{b};$$

$$dy = \frac{1}{b} \cdot da + a \left(-\frac{1}{b^2} \right) db = \frac{da}{b} - \frac{a}{b^2} db;$$

$$\Delta y = \frac{\Delta a}{b} + \frac{a}{b^2} \Delta b = \frac{a}{b} \left(\frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b} \right);$$

$$\frac{\Delta y}{y} = \frac{\frac{a}{b} \left(\frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b} \right)}{\frac{a}{b}} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b}.$$

4) Относительная погрешность степени равна показателю степени умноженного на относительную погрешность основания.

$$y = a^n;$$

$$dy = n \cdot a^{n-1} \cdot da;$$

$$\Delta y = n \cdot a^{n-1} \cdot \Delta a;$$

$$\Delta y = \frac{n \cdot a^{n-1} \cdot \Delta a}{a^n} = n \cdot \frac{\Delta a}{a}.$$

Замечание: теорема справедлива для любого степенного показателей не обязательно целого.

Действия с величинами с явно заданной погрешностью представлены в таблице 19.4.

Таблица 19.4.

Действие	Результат	Абсолютная погрешность	Относительная погрешность
Сложение	$z = x + y$	$\Delta z = \Delta x + \Delta y$	$\varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z}$
Вычитание	$z = x - y$	$\Delta z = \Delta x + \Delta y$	$\varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z}$
Умножение на константу	$z = A \cdot x$	$\Delta z = A \cdot \Delta x$	$\varepsilon_z = \varepsilon_x$
Умножение	$z = x \cdot y$	$\Delta z = \varepsilon_z \cdot z$	$\varepsilon_z = \varepsilon_x + \varepsilon_y$
Деление	$z = \frac{x}{y}$	$\Delta z = \varepsilon_z \cdot z$	$\varepsilon_z = \varepsilon_x + \varepsilon_y$
Возведение в степень	$z = x^n$	$\Delta z = \varepsilon_z \cdot z$	$\varepsilon_z = n \cdot \varepsilon_x$
Экспонента	$z = e^x$	$\Delta z = \Delta x \cdot e^x$	$\varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z} = \Delta x$
Синус	$z = \sin x$	$\Delta z = \Delta x \cdot \cos x$	$\varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z}$
Косинус	$z = \cos x$	$\Delta z = \Delta x \cdot \sin x$	$\varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z}$

Пусть есть два независимых числа x и y , заданные в виде $x \pm \Delta x$ и $y \pm \Delta y$, с ε_x и ε_y . И пусть необходимо произвести с ними какие-либо математические действия, чтобы получить число z . Как рассчитывается погрешность числа z ? Данные представлены в таблице, синим цветом выделены клетки погрешностей, которые рассчитываются в первую очередь, а затем рассчитывается вторая погрешность в строке.

Числовые значения величин, полученных при измерении или взятых из таблиц, являются приближенными. Поэтому вычисления, производимые при выполнении лабораторных работ, также будут приближенными.

При сложении и вычитании приближенных чисел окончательный результат округляется так, чтобы он не имел значащих цифр в тех разрядах, которые отсутствуют хотя бы в одном из приближенных данных. Значащими цифрами называются все верные цифры кроме нулей, стоящих впереди числа. Если абсолютная погрешность величины не превышает одной единицы разряда последней цифры числа, то говорят, что у данного числа все цифры верны.

При умножении и делении приближенных чисел в окончательном результате оставляют такое же число значащих цифр, какое имеется у сомножителя с наименьшим числом цифр.

При возведении в степень в результате берут столько значащих цифр, сколько их имеется в основании степени.

При извлечении корня в результате берут столько значащих цифр, сколько их имеется в подкоренном выражении.

Логарифм приближенного числа должен содержать столько значащих цифр, сколько их имеет данное число.

Принято вычислять в результатах на одну цифру больше, чем следует из вышеизложенных правил. Ее сохраняют, если полученный результат является промежуточным, и отбрасывают (с соблюдением правил округления) в конечном результате.

Можно применять упрощенные правила расчетов, представленными в таблице. Точность независимых величин x и y определяется количеством значащих цифр, причем последняя цифра считается верной.

Таблица 19.5.

Действие	Результат	Как записывать z
Сложение	$z = x + y$	Последний разряд числа z определяется последним разрядом того из чисел x и y , у которого этот разряд старше (другое число можно заранее округлить)
Вычитание	$z = x - y$	
Умножение на константу	$z = A \cdot x$	Сохраняется такое же количество значащих цифр, как в исходном числе, в котором их меньше. Допускается оставлять одну дополнительную (запасную) значащую цифру, особенно если с полученным числом предстоят дальнейшие действия.
Умножение	$z = x \cdot y$	
Деление	$z = \frac{x}{y}$	Сохраняется такое же количество значащих цифр, как в исходном числе. Допускается оставлять одну дополнительную (запасную) значащую цифру, особенно если с полученным числом предстоят дальнейшие действия.
Возведение в степень	$z = x^n$	
Экспонента	$z = e^x$	Сохраняется такое же количество значащих цифр, как в исходном числе. Допускается оставлять одну дополнительную (запасную) значащую цифру, особенно если с полученным числом предстоят дальнейшие действия.
Синус	$z = \sin x$	
Косинус	$z = \cos x$	

Если некоторые данные имеют больше значащих цифр (при умножении, делении, возведении в степень, извлечении корня), чем другие, то их предварительно следует округлить, сохраняя лишь одну запасную цифру.

Точные коэффициенты не изменяют точность приближенных чисел.

Округление результатов измерений надо начинать с погрешности.

Окончательно в абсолютной погрешности необходимо оставлять одну или две значащие цифры. Две цифры сохраняют только при особо точных измерениях или, если в старшем разряде стоит цифра 2

или 1. Если в старшем разряде цифра больше чем 2, то оставляют одну значащую цифру. Погрешность всегда округляется только с избытком (в большую сторону).

После того, как погрешность записана, округляют сам результат измеренной величины до младшего разряда погрешности (уже по обычным правилам округления).

Заметим, если измеренная величина ранее уже была округлена и впоследствии выяснилось, что слишком грубо, то недопустимо просто дорисовывать недостающие нули в младших разрядах. Необходимо вернуться и заново пересчитать измеренную величину, сохранив в ней дополнительные младшие разряды.

Примеры округления

$$143,8716 \pm 0,0261 = 143,872 \pm 0,027;$$

$$143,8714 \pm 0,031 = 143,87 \pm 0,04;$$

$$143,8784 \pm 0,0361 = 143,88 \pm 0,04;$$

$$1253 \pm 47 = (1,25 \pm 0,05) \cdot 10^3.$$

19.7. Графическое представление результатов измерений

При обработке результатов измерений в ряде случаев пользуются графикам.

График – это геометрическое изображение функциональной зависимости при помощи линии, в частности, на плоскости.

Виды графиков разнообразны и зависят от того, какая система координат на плоскости положена в их основу. В большинстве случаев графики строятся в декартовых прямоугольных координатах. Если система координат выбрана, то график функции $f(x)$ есть не что иное, как множество или, как говорят, «геометрическое место» тех точек плоскости, координаты которых удовлетворяют уравнению $y = f(x)$.

В физике, если это не оговорено в условии задачи, на графиках принято по горизонтальной оси откладывать независимую переменную, т.е. величину, значение которой задается самим субъектом – «причина», по вертикальной оси – ту величину, которую

он при этом определяет– «следствие». В теоретических задачах возможны и другие варианты.

Зависимости между физическими величинами бывают такие же как и в математике.

Чаще всего встречаются прямая пропорциональная зависимость

$$y = kx + b.$$

График этой зависимости – *прямая линия*. Например, график зависимости координаты от времени при равномерном прямолинейном движении

$$x = x_0 + vt.$$

Квадратичная зависимость

$$y = kx^2 + bx + c.$$

График этой зависимости – *парабола*. Например, график зависимости координаты от времени при равноускоренном прямолинейном движении

$$x = x_0 + v_0t + \frac{at^2}{2}.$$

Обратная пропорциональная зависимость

$$y = \frac{k}{x}.$$

График этой зависимости – *гипербола*. Например, график зависимости силы тока на участке цепи от сопротивления этого участка при постоянном напряжении

$$I = \frac{U}{R}.$$

Чтобы графически изобразить, исследуемую в определенной лабораторной работе ту или иную функциональную зависимость, на оси абсцисс отмечают ряд значений x_1, x_2, x_3, \dots одной из переменных (обычно аргумента), а на оси ординат соответствующее значения другой переменной величины y_1, y_2, y_3, \dots (функции). Так на плоскости получают ряд точек $M_1(x_1, y_1), M_2(x_2, y_2), M_3(x_3, y_3), \dots$. Местонахождение этих точек на плоскости не является строго фиксированным, так как координаты x_i и y_i известны с некоторой абсолютной погрешностью Δx_i и Δy_i . Таким образом, можно говорить о «размере» этих экспериментальных точек, зависящих как от точности измерений, так и от выбранного масштаба. Поскольку $y_1 =$

$y_1 \pm \Delta y$, а $x_1 = x_1 + \Delta x$, то точка $M_1(x_1, y_1)$ превращается в некоторую область $M_1(x_1, y_1)$, заштрихованную на чертеже (рисунок 19.1. а).

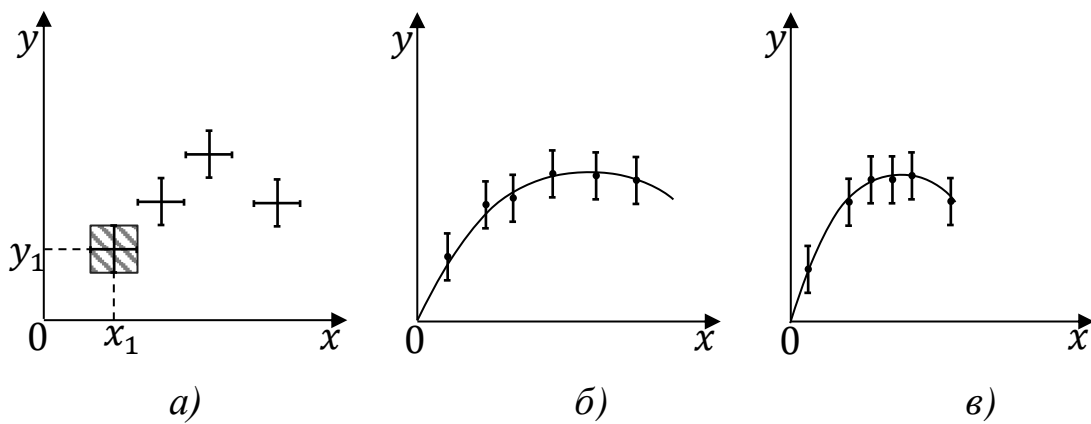


Рис. 19.1

В большинстве случаев масштабы по осям координат выбирают не одинаково. По осям координат следует, с одной стороны выбирать такими, чтобы интервалы Δx и Δy были достаточно заметными на чертеже, а с другой стороны, использовать при построении графика всю площадь между осями координат. Для этого в начале координат не обязательно должен стоять 0, а масштабы по осям выбираются так, чтобы график не «прижимался» к одной из осей. Масштаб должен соответствовать той точности, с которой найдены величины, откладываемые по осям координат. Лучше брать масштаб таким, чтобы величина абсолютной погрешности соответствовала отрезку менее 1 мм (графики выполняются миллиметровой бумаге). При построении графиков необходимо указывать не только откладываемые по осям величины, но и единицы их измерений. Значения отдельных отрезках координатных осей обозначаются через $(10 \div 20)$ мм. При изображении на координатной плоскости точек полагается указывать в виде прямых отрезков интервалы, внутри которых заключены истинные значения откладываемых на осях координата величин.

Если величина одной из координат (например x) известна, то на графике показывают только величину Δy (рисунок 19.1. б).

В большинстве случаях приходится, наносить на бумагу достаточно большое число точек M . По этим точкам проводится линия – график исследуемой функциональной зависимости (эта операция всегда не столько произвольная; во всяком случае, она

имеет смысл лишь в предположение непрерывности функции в исследуемом интервале значений).

Сам график проводится не по точкам, а с учетом площадей вокруг них или отрезков.

При вычерчивании линии нужно следить, чтобы она была плавной, касалась большинства точек и не выходила за пределы отрезков, обозначающих абсолютные погрешности (рисунок 19.1. б).

Линия может проходить не через отмечены точки, а близко к ним, чтобы эти точки находились по обе стороны от линии на одинаковом. Следует иметь в виду, что пересечение координатных осей не обязательно должно совпадать с нулевыми значениями x и y . При выборе начала координат и масштаба следует руководствоваться тем, чтобы наилучшим образом использовалась вся площадь чертежа, а линия не получалась слишком крутой или слишком полой.

При этом измеренные точки должны быть расположены по всей исследуемой области достаточно равномерно, но сгущаться там, где функция быстро изменяет свое значение (рисунок 19.1. в).

В физике «хорошая» прямая строится не менее чем по 5, а кривая не менее чем по 11 точкам.

В случае линейной зависимости для быстрой оценки результатов построения нужно приложить к точкам линейку так, чтобы кресты всех экспериментальных точек находились как можно ближе к проводимой линии, а по обе стороны оказалось примерно одинаковое количество точек (метод медиан). Очевидно, что удобнее это делать с помощью прозрачной линейки, как показано на рисунке 19.2.

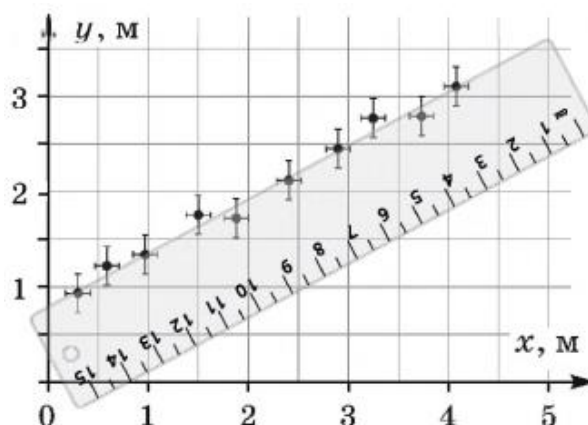


Рис. 19.2.

Построив таким образом «наилучшую» прямую для зависимости $y = kx + b$, можно найти ее параметры: угловой коэффициент k и вертикальное смещение b . Таким же способом можно оценить ошибку определения k и b . Смещая линейку вертикально в пределах крестов погрешностей, оценим погрешность Δb , и, изменяя наклон линейки относительно условного «центра масс» экспериментального графика, получим оценку для погрешности углового коэффициента Δk .

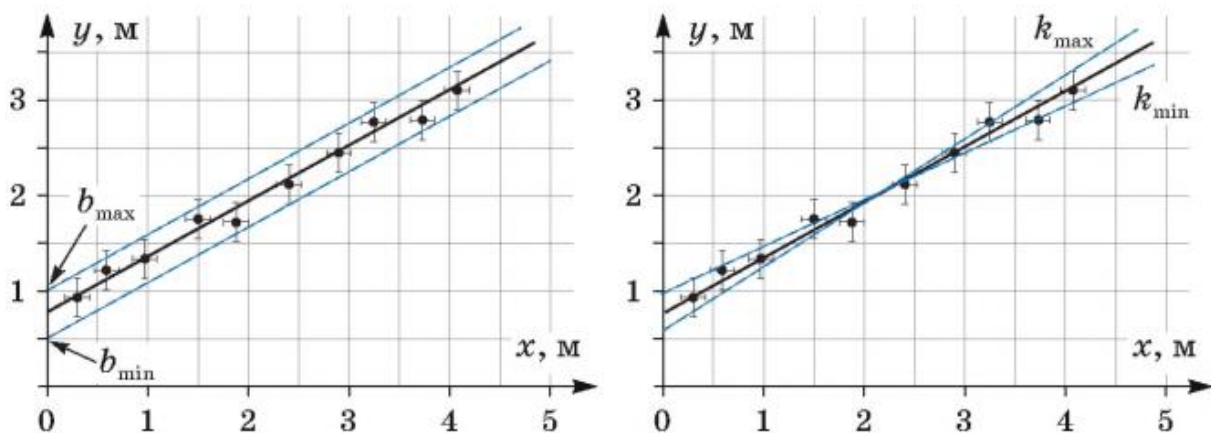


Рис.19.3.

Оценить погрешности Δb и Δk можно по формулам

$$\Delta b = \frac{b_{max} - b_{min}}{2}, \quad \Delta k = \frac{k_{max} - k_{min}}{2}.$$

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Целью каждой лабораторной работы по физике является сопоставление теории физического явления с экспериментом, а также непосредственное определение значений физических величин. Поэтому, до выполнения лабораторной работы студент должен знать, какой результат он собирается получить, и как будет проводиться эксперимент. А после выполнения лабораторной работы объяснить, получил ли он ожидаемый результат, и если не получил, то почему.

Порядок выполнения работ в лабораториях

1. Ознакомиться с текстом задания лабораторной работы.
2. Составить краткий конспект, который должен содержать основные пункты отчета.
3. Отчитаться по теории и методу измерений и получить допуск к работе.
4. Внимательно ознакомиться с установкой, уяснив назначение всех её частей.
5. Произвести измерения. Произвести необходимые расчеты.
6. Оформить отчет и подготовиться к защите лабораторной работы.

Форма отчета по лабораторной работе

(Отчет по каждой работе начинается с новой страницы)

1. Фамилия и инициалы студента, академическая группа, дата выполнения лабораторной работы.
2. Номер и название работы.
3. Цель работы.
4. Оборудование.
5. Схематический чертеж установки с кратким пояснением.
6. Расчетная формула и ее пояснение.
7. Результаты прямых измерений и табличные данные. Их можно свести в таблицу, форма которой либо приводится в описании лабораторной работы, либо определяется сами студентом.

8. Математическая обработка результатов измерений (округление, перевод в одну систему, нахождение средних значений и т.д.)

9. Подстановка численных значений величин с единицами их измерений в расчетную формулу и запись среднего результата.

10. Формула для расчета относительной погрешности (абсолютной погрешности).

11. Значение абсолютной погрешности прямых измерений и табличных данных.

12. Расчет относительной погрешности результата.

13. Расчет относительной погрешности результата.

14. Запись окончательного результата в виде $x = a \pm \Delta a$.

15. Словестная формулировка вывода (если это следует из поставленной в лабораторной работе задачи).

Если лабораторная работа содержит несколько заданий, то по каждому из них отчет составляется по приведенной выше форме, общими для отчета являются пункты 1-5.

Лабораторная работа № 1. ИЗМЕРЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ РАЗМЕРОВ ТЕЛ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Овладение теорией и техникой измерения линейных размеров тел с помощью штангенциркуля, микрометра, оптиметра, сферометра.

Приборы и принадлежности. Штангенциркуль, микрометр, оптиметр, сферометр, набор концевых мер и тел.

Введение

Для измерения линейных размеров тел применяются различные приборы и инструменты; в данной работе используются В такие из них: штангенциркуль, микрометр, оптиметр, сферометр. Линейные измерения можно производить масштабными линейками, цена одного деления которых обычно равна 1 мм. Для отсчета долей миллиметра применяют различные устройства: нониус у штангенциркуля, барабан с делениями у микрометра, оптическая шкала у оптиметра, лимб с делениями у сферометра.

Штангенциркуль. Отсчетным устройством у штангенциркуля (рис. 1.1.) служит шкала штанги LM с ценой деления обычно в 1 мм и линейный (для измерения длин) нониус D

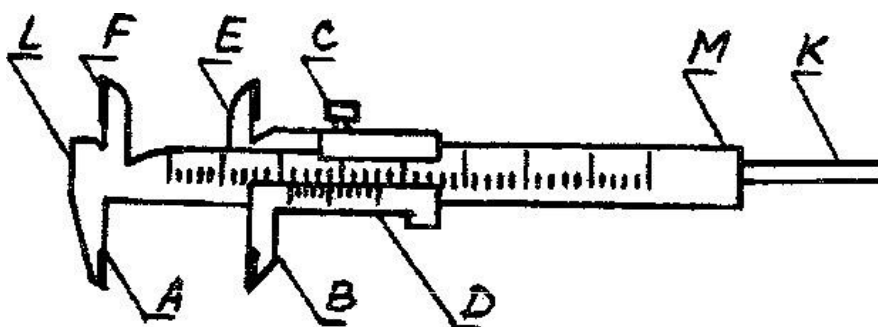


Рис. 1.1.

Нониус штангенциркуля представляет собой небольшую линейку (рис. 1.2.), скользящую вдоль шкалы штанги (основной шкалы) штангенциркуля: и делений нониуса по длине равны $n - 1$ делениям основной шкалы (например, 10 делений нониуса то 9 делениям основной шкалы). Если a – цена соответствующих деления основной шкалы, b цена деления нониуса,

$$(n - 1)a = nb$$

или

$$a - b = \frac{a}{n}$$



Рис. 1.2.

Разность $a - b$ называется точностью нониуса (если $a = 1$ мм, $n = 10$, то точность нониуса равна 0,1 мм). Для измерения линейного размера l какого-либо тела один конец его совмещают с нулем основной шкалы, другой – с нулем нониуса, который будет находиться при этом между k и $k + 1$ делениями основной шкалы. Следовательно,

$$l = ka + \Delta a,$$

где Δa – отрезок длины, представляющий доли миллиметра. Для нахождения Δa обозначим через m то деление нониуса, которое совпадает с каким-то делением основной шкалы (рис. 1.3.), тогда

$$\Delta a = ma - mb = m(a - b) = \frac{a}{n}$$

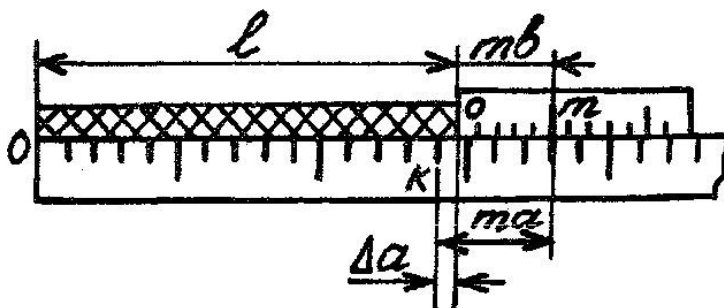


Рис. 1.3.

Таким образом, измеряемая длина l равна сумме k числа целых делений основной шкалы и точности нониуса, умноженной на номер деления нониуса, совпадающего с каким-то делением основной шкалы (например, при $a = 1\text{ мм}$, $n = 10$, оказалось, что $k = 14$, $m = 5$; тогда $l = (14,0 + 0,1 \cdot 5)\text{ мм} = 14,5\text{ мм}$).

При измерении линейного размера тела подвижная часть штангенциркуля с нониусом смещаются и тело зажимается между выступами А и В (рис. 1.1.). Внутренние линейные размеры измеряются с использованием выступов F и E; подвижный стержень жестко связанный с нониусом, служит для измерения глубины выемок в телах.

Микрометр. Микрометр для наружных измерений (рис. 1.4.).

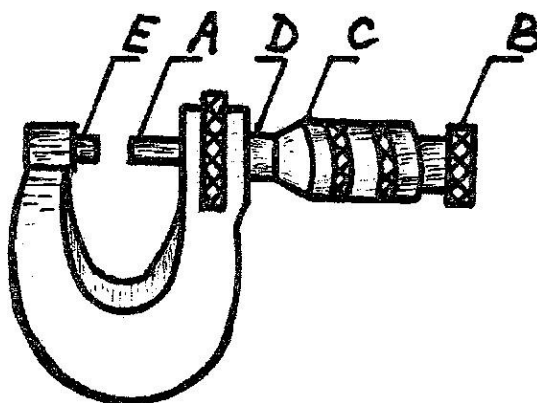


Рис. 1.4.

Состоит из двух основных частей: скобы и микрометрического винта. Микрометрический винт представляет собой стержень, снабженный точной винтовой нарезкой. Микрометрический винт ввинчен в полость стержня D, жестко соединенного со скобой. Смещение микрометрического винта (при одном обороте равному шагу винта, например, 1,00 мм; 0,50 мм) измеряется по основной шкале, нанесенной вдоль образующей наружной поверхности полого стержня, а также – по шкале барабана С, скрепленного с винтом.

Для измерения линейного размера микрометром тело помещают между упором E и концом винта А (вращение винта производится только за трещотку В, т.к. в противном случае легко сбить совпадение нулей шкалы стержня D и барабана С). Числовое значение длины измеряемого тела находят по формуле

$$l = ka + m \frac{a}{n},$$

где k – число наименьших делений основной шкалы, a – цена наименьшего деления основной шкалы, равная шагу винта, n – число всех делений на шкале барабана, m – номер того деления барабана, который в момент отсчета совпадает с осью основной шкалы. Например, при измерении микрометром с $a = 0,50$ мм и $n = 50$ длины какого-то тела получили: $k = 8, m = 35$; следовательно,

$$l = \left(8 \cdot 0,50 + 35 \cdot \frac{0,50}{50} \right) \text{мм} = 4,35 \text{мм}.$$

Оптиметр. Трубка горизонтального оптиметра ИКГ крепится на кронштейне 1, могущем перемещаться вдоль стального вала штатива с массивным чугунным основанием (рис. 1,5).

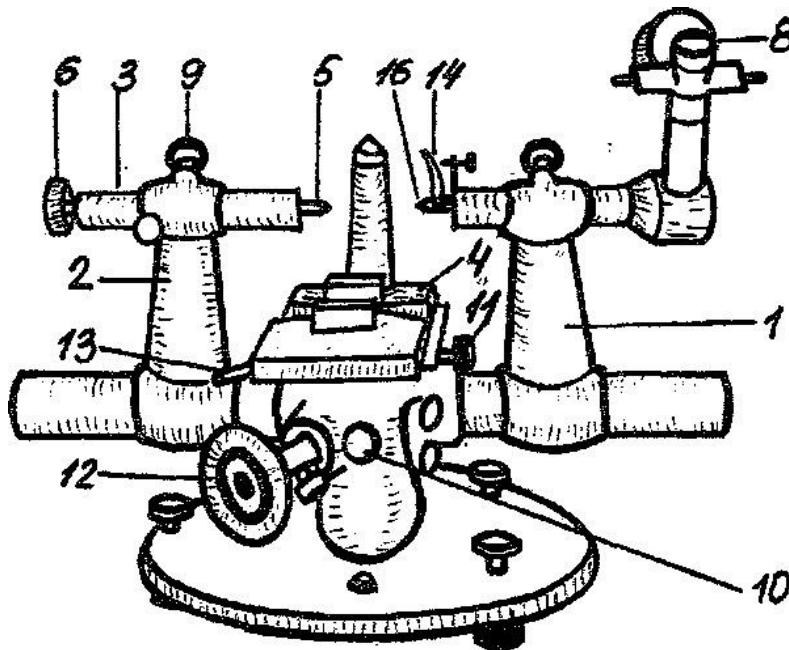


Рис. 1.5.

Трубка оптиметра представляет собой коленчатую трубку. Внутри которой помещается измерительная головка С колебательной оптической системой; наружу выступает часть измерительного штифта с наконечником 16. В другом кронштейне 2 закрепляется пиноль 3. Пиноль это стальная трубка, внутри которой с помощью микровинта 6 перемещается стержень. Стержень со стороны оптиметра оканчивается измерительным штифтом с наконечником 5 и может быть закреплен в пиноли винтом 9. Между кронштейнами

находится предметный стол 4. Положение которого можно изменять с помощью маховичка 12 (подъем и опускание стола), рукояток 11 и 13 и эксцентрика 10. Все движения стола производятся для совмещения линии измерения тела с осью оптиметра. Оптиметр имеет осветитель. Отсчеты при измерениях производят наблюдением в окуляр 8 оптиметра. Видимая в поле зрения шкала имеет 200 делений, по 100 делений по обе стороны от нуля шкалы. Конструкция оптиметра ИКГ такова, что смещение на одно деление шкалы оптиметра относительно индекса соответствует осевому перемещению измерительного штифта пиноли на 0,001 мм.

Оптиметр позволяет производить измерение линейных размеров тел путем сравнения их с концевыми мерами (мерами длины в форме плиток или стержней), калибрами или деталями-образцами. Соответствующую концевую меру (или их блок), помещенную на предметный стол, с помощью механизмов управления стола вводят на линию измерения оптиметра. Затем перемещают кронштейны 1 и 2 до соприкосновения наконечников пиноли и оптиметра с концевой мерой; в этом положении Кронштейны закрепляются. С помощью микровинта 6 изображение шкалы оптиметра устанавливают на нуль и закрепляют стержень пиноли винтом 9. Для совмещения линии измерения концевой меры с линией измерения прибора эксцентриком 10 поворачивают стол до тех пор, пока в окуляре не будет наблюдаться наименьший отсчет по шкале в этом положении эксцентрик закрепляют винтом. Затем рукояткой 13 поворачивают стол также находят и наименьший отсчет по шкале. При таком положении концевой меры микровинтом пиноли нуль шкалы совмещают с индексом и стержень пиноли закрепляют винтом. Далее концевая мера заменяется телом, при этой замене наконечник оптиметра отводится арретиром 14. Для тела в таком же порядке, как и для концевой меры, находят наименьший отсчет, который будет давать разность размеров измеряемого тела и концевой меры.

Сферометр. Сферометр (рис. 1,б.) предназначен для измерения радиусов кривизны сферических поверхностей и толщин пластинок. Он состоит из треножника 7 с вертикальной линейкой I и полого микрометрического винта М с лимбом К. Острия ножек сферометра находятся вершинах равностороннего В треугольника. На линейке наносятся деления обычно через 0,500 мм; один поворот

микрометрического винта соответствует вертикальному перемещению также на 0,500 мм. Лимб разделен на 500 частей-делений; таким образом, поворот лимба, связанного с микрометрическим винтом, на одно деление соответствует вертикальному перемещению винта на 0,001 мм. Это означает, что цена деления лимба равна 1 мкм.

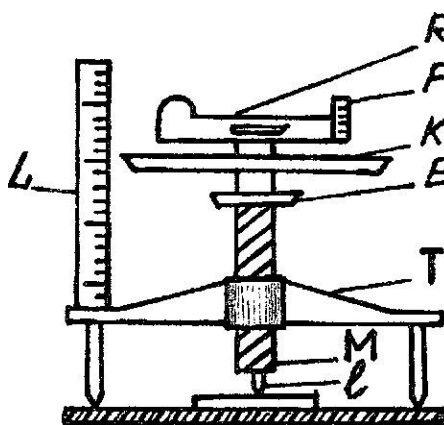


Рис. 1.5.

Момент соприкосновения острия l микрометрического винта с твердой поверхностью фиксируется по поднятию рычажка R ; угол отклонения рычажка отмечается по шкале F . Винт вращают за головку E .

Радиус кривизны сферической поверхности (рис. 1.7.) может быть определен из формулы

$$R^2 = r^2 + (R - h)^2$$

или

$$R = \frac{r^2 + h^2}{2h}, \quad (1.1)$$

если известны высота сегмента h и радиус r его основания.

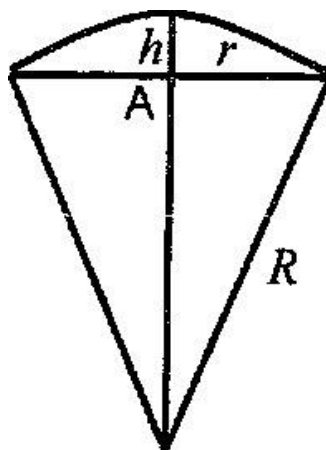


Рис. 1.7.

Для определения h сферометр сначала ставят на плоскость, а затем на сферическую поверхность; разность показаний сферометра будет давать значение h (для снятия показания сферометра определяют положение лимба по вертикальной линейке момент соприкосновения острия l с твердой поверхностью и то деление лимба, которое совпадает с ребром линейки, и эти два отсчета складывают). Для определения r сферометр прижимают к листу чистой бумаги и штангенциркулем измеряют расстояние от острия винта до острия сферометра; сумму этих трех расстояний делят на три. Ножек сферометра: сумму этих трёх расстояний делят на три.

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Определение объема цилиндрического тела с помощью штангенциркуля (с ценой деления 0,05 мм) и микрометра; определение объема цилиндрической полости с помощью штангенциркуля (с ценой деления 0,1 мм)

1. Измерьте два взаимно перпендикулярных диаметра d (цилиндра и полости) в разных местах.
2. Измерьте несколько раз высоту h (цилиндра и полости) в разных местах.
3. Запишите результаты прямых измерений и их обработку в три таблицы вида Таблица 1.1.
4. Вычислите объем тела (полости) по формуле.
5. Рассчитайте относительную и абсолютную погрешность измерения объема и запишите результаты измерения с учетом допущенной погрешности.

Таблица 1.1.

Номер измерения	d	h	Δd	Δh
	(ед.изм.)	(ед.изм.)	(ед.изм.)	(ед.изм.)
1.				
2.				
3.				
...				
Среднее значение				

Упражнение 2. Измерение линейного размера тела с помощью оптиметра

1. Измерьте линейный размер тела штангенциркулем.
1. Подберите блок концевых мер, разность размера которого и размера тела не превышает точности штангенциркуля.
2. Запишите линейный размер блока концевых мер.
3. Поместите концевые меры на предметный стол оптиметра и установите шкалу оптиметра на нуль.
4. Замените блок концевых мер телом (не забудьте при этом отвести наконечник трубки оптиметра арретиром) и произведите наименьший отсчет по шкале оптиметра.
5. Запишите результат измерения линейного размера тела

Упражнение 3. Определение радиуса кривизны плосковыпуклой линзы с помощью сферометра

1. Поставьте сферометр на плоское стекло и приведите в соприкосновение с ним острие микрометрического винта; сделайте отсчет по линейке и лимбу сферометра, запишите его.
2. Прделайте пункт 1 не менее трех раз и найдите среднее арифметическое трех отсчетов (при всех измерениях положение рычажка R по шкале F должно оставаться одинаковым; для того чтобы учесть мертвый ход винта, следует установить каждый раз рычажок в выбранное положение вращением лимба в одном направлении).

3. Перенесите сферометр на поверхность линзы и приведите в соприкосновение с ней острие микровинта, сделайте отсчет по линейке и лимбу сферометра, запишите его.

4. Прodelайте пункт 3 не менее трех раз, сдвигая каждый сферометр относительно прежнего раз положения рассчитайте среднее арифметическое этих отсчетов.

5. Сделайте отпечатки ножек сферометра и острия винта на белой бумаге и рассчитайте значение r .

6. Запишите измерения в таблицу 1.2.

Таблица 1.2.

Номер изме рения	Отсчеты на плоскости			Отсчёты на линзе		
	по линейке (ед. изм.)	по лимбу (ед. изм.)	Полный (ед. изм.)	по линейке (ед. изм.)	по лимбу (ед. изм.)	полный (ед. изм.)
1.						
2.						
3.						
...						
Среднее значение						

7. Вычислите радиус кривизны линзы по формуле (1.1.).

8. Рассчитайте относительную и абсолютную погрешности измерения и запишите результат измерения радиуса кривизны с учетом погрешности.

Контрольные вопросы

1. Что понимается под измерением физической величины.
 2. Какое измерение называется прямым, косвенным?
 3. Как находятся абсолютные и относительные погрешности однократных и многократных прямых измерений?

4. Чему равна абсолютная погрешность табличной физической величины?

5. Как рассчитывается абсолютная и табличной относительная Погрешности косвенных измерений физических величин?

6. Как устроен нониус?

7. Как определяется линейный размер тела с помощью штангенциркуля, микрометра, оптиметра, сферометра?

8. Как находится радиус кривизны сферической поверхности?

9. Как рассчитываются абсолютные и относительные погрешности измерений производимых в данной лабораторной работе?

Лабораторная работа № 2. ИЗУЧЕНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ЗАКОНОВ ПОСТУПАТЕЛЬНОГО РАВНОУСКОРЕННОГО ДВИЖЕНИЯ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Экспериментальное изучение законов пути и скорости поступательного равноускоренного движения с помощью машины Атвунда.

Приборы и принадлежности. Машина Атвуда, набор грузиков, электросекундомер.

Введение

Простейшая форма движения материальных объектов – это механическое движение, которое заключается в изменении взаимного положения тел или их частей относительно друг друга в пространстве с течением времени. Кинематика – раздел механики, в котором рассматривается пространственно-временное описание механического движения.

Простейшим движением твердого тела является поступательное движение – это движение, при котором любая прямая, проведенная в теле, остается параллельной самой себе.

Основными кинематическими законами движения материальной точки (макроскопические тела, размерами, но не массой, которого можно пренебречь в условиях рассматриваемой задачи) являются законы, устанавливающие зависимость радиуса-вектора и вектора скорости точки от времени ее движения, которые для движения с $\vec{a} = \overline{const}$ имеет вид

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2},$$
$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a} t,$$

где \vec{r}_0 , \vec{r} , \vec{v}_0 , \vec{v} – радиус-вектор и вектор скорости материальной точки в начальный момент времени и через время t , \vec{a} – вектор ускорения точки.

Проекция записанных выше векторных равенств на декартовы оси координат (например, на ось ОХ) системы отсчета, в которой рассматривается движение точки, дает:

$$x = x_0 + v_{0x}t + \frac{a_x t^2}{2},$$

$$v_x = v_{0x} + a_x t.$$

Здесь x_0 , x , v_{0x} , v_x – координата проекция вектора скорости в начальный момент времени и через время t , a_x – проекция вектора ускорения на ось ОХ (знаки перед проекциями векторных величин могут быть положительными и отрицательными).

Для прямолинейного однонаправленного движения с начальной скоростью, равной нулю, при условии, что начало координат выбрано в начальном положении материальной точки, тогда уравнения переписутся так:

$$s = \frac{at^2}{2},$$

$$v = at,$$

где S – путь, пройденной точки за время t , a – модуль вектора ускорения точки, v – модуль мгновенной скорости точки.

Для различных промежутков времени движение точки получаются следующие отношения:

$$\frac{s_1}{t_1^2} = \frac{s_2}{t_2^2} = \frac{s_3}{t_3^2} = \dots \quad (1)$$

$$\frac{v_1}{t_1} = \frac{v_2}{t_2} = \frac{v_3}{t_3} = \dots$$

которые выражают пропорциональность пути квадрату времени и скорости – времени и служат экспериментальному изучению кинематических законов (закона пути и закона скорости) прямолинейного поступательного равноускоренного движения твердого тела в данной лабораторной работе. Указанные законы кинематики могут быть изучены опытным путем на машине Атвуда.

Машина Атвуда (рис. 2.1) состоит из вертикального штатива 3 со шкалой с сантиметровыми делениями, сверху которой установлен легкий блок 1, способный вращаться с незначительным трением. Через блок перекинута легкая нить с грузами 4. В верхней части штанги находится электромагнитный пускатель 2, между якорем и сердечником электромагнита которого находится нить. При подаче напряжения якорь электромагнита притягивается к сердечнику и

нить, соединяющая грузы 4, надежно фиксируется в требуемом положении. Нужно следить, чтобы нить при движении грузов свободно перемещалась в зазоре между якорем и сердечником пускателя и не касалась их.

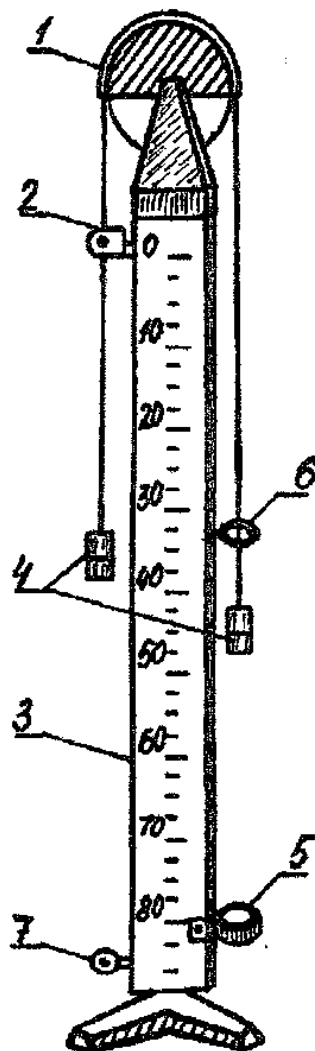


Рис. 2.1

При размыкании электрической цепи пускатель якоря отходит от сердечника и освобождает нить; одновременно с этим включается секундомер, отсчитывающий с точностью до 0,01с время движения грузов. Набор грузов состоит из двух грузиков одинаковой массы и двух перегрузков с массами $m_1 = 2,00$ г и $m_2 = 4,00$ г. Каждый из грузов составлен из двух цилиндров, равных по массе; в них имеются полости для дроби, с помощью которой осуществляется тарировка грузов. В нижней части штанги крепится приемный столик 5,

предназначенный для разрыва цепи электросекундомера, и, следовательно, прекращения отсчета времени движения в тот момент, когда груз опустится на площадку приемного столика. С помощью ограничителя 7 производится установка груза на нулевом делении шкалы (верхний груз располагают таким образом, чтобы с нулем шкалы совпадала его нижняя поверхность). При установке приемного столика на каком-то расстоянии от нулевого деления шкалы совмещают с соответствующим делением шкалы верхнюю плоскость площадки столика.

Перед проведением эксперимента машину Атвуда необходимо выставить в строго вертикальном положении и произвести тарировку грузов. Затем осуществляется компенсация трения; для этого дробь из нижнего груза перекладывается в верхний. Перекладывание дроби заканчивают, если оба груза, теперь уже с несколько разными массами, при легком подталкивании движутся равномерно и в то же время самопроизвольно не приходят в движение. Равноускоренное движение грузов можно вызвать, помещая на верхний груз тот или иной перегрузок.

Для изучения закона пути закрепляют приемный столик на различных расстояниях от нуля шкалы и с помощью электросекундомера измеряют время прохождения грузом соответствующего пути. Полученные таким образом из опыта значения пути и времени подставляют в уравнение и производят обработку результатов измерений.

Для изучения закона скорости на штанге машины Атвуда выше приемного столика крепится подвижное кольцо 6. При прохождении через кольцо груза с перегрузком последний задерживается кольцом. Движение грузов после снятия перегрузка будет происходить равномерно со скоростью, равной мгновенной скорости груза, которую он имел при прохождении через кольцо (точнее, в момент касания перегрузка кольца).

Зная путь s', s'', s''' и т.д. (рис. 2.2), пройденный грузом равномерно, и время прохождения этого пути t', t'', t''' и т.д., нетрудно рассчитать значение мгновенной скорости груза в конце пути s_1, s_2, s_3 и т.д. (рис. 2.2).

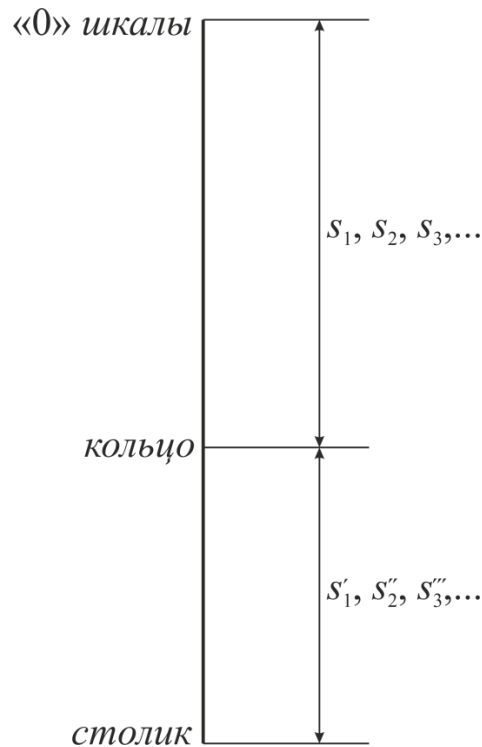


Рис. 2.2

Экспериментальное изучение закона скорости упрощается, если кольцо закреплять в положениях, которые занимал приемный столик при изучении закона пути. Приемный столик при этом закрепляется в самом нижнем положении. Тогда для изучения закона скорости на опыте кроме измерения s', s'', s''' и т.д. надо еще измерить с помощью электросекундомера время прохождения пути $s_1 + s', s_2 + s'', s_3 + s'''$ и т.д. Эти промежутки времени t', t'', t''' и т.д., измеряются так же, как и при изучении закона пути. Так как $v_1 = \frac{s'}{t'}$, $v_2 = \frac{s''}{t''}$, $v_3 = \frac{s'''}{t'''}$ и т.д., а $t' = t'_1 - t_1$, $t'' = t'_2 - t_2$, $t''' = t'_3 - t_3$ и т.д., то уравнение переписывается так

$$\frac{s'}{(t'_1 - t_1)t_1} = \frac{s'}{(t'_2 - t_2)t_2} = \frac{s'}{(t'_3 - t_3)t_3} = \dots \quad (2)$$

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Изучение закона пути.

1. Установите машину Атвуда вертикально с помощью винтов подставки; вертикальность установки проверьте по прохождению груза через кольцо.

2. Произведите тарировку грузов и компенсацию трения в блоке с помощью дробинки.
3. Проверьте работу электромагнитного пускателя, пуск и отключение секундомера.
4. Установите правый груз с помощью ограничителя на нулевом делении шкалы.
5. Поместите на груз один из перегрузков.
6. Закрепите на расстоянии s_1 приемный столик.
7. Измерьте время прохождения грузом расстояния s_1 не менее трех раз.
8. Повторите пункт 7 для других расстояний.
9. Произведите измерения, указанные в пунктах 7 и 8, для другого перегрузка.
10. Проведите оценку погрешностей.
11. Занесите результаты измерения в таблицу 2.1.
12. Сделайте подстановку полученных экспериментальных значений в уравнение (1).
13. Произведите оценку удовлетворительности равенства выражений, входящих в уравнение, сформулируйте вывод.

Таблица 2.1

№№ измерений	$m_1 = 2,00 \text{ г}$			$m_2 = 4,00 \text{ г}$		
	$s_1 =$	$s_2 =$	$s_3 =$	$s_1 =$	$s_2 =$	$s_3 =$
	$t_1, \text{ с}$	$t_2, \text{ с}$	$t_3, \text{ с}$	$t_1, \text{ с}$	$t_2, \text{ с}$	$t_3, \text{ с}$
1						
2						
3						
...						
Ср. значения						

Упражнение 2. Изучение закона скорости.

1. Закрепите приемный столик от нуля шкалы на расстоянии, превышающем s_3 .
2. Закрепите кольцо на расстоянии s_1 .
3. Оставьте на грузе перегрузок массой m_1 .
4. Измерьте время прохождения грузом расстояния до приемного столика три раза.
5. Поместите кольцо на расстоянии s_2 от нуля шкалы, затем на расстоянии s_3 и измерьте время движения груза, как это указано в пункте 4.
6. Произведите измерения, указанные в пунктах 4 и 5, для другого перегрузка.
7. Занесите результаты измерений в таблицу 2.2.
8. Сделайте подстановку полученных экспериментальных значений в уравнение (2).
9. Произведите оценку удовлетворительности равенства выражений, входящих в уравнение, сформулируйте вывод.

Таблица 2.2

№№ измерений	$m_1 = 2,00$ г			$m_2 = 4,00$ г		
	s_1	s_2	s_3	s_1	s_2	s_3
	$t'_1, \text{с}$	$t'_2, \text{с}$	$t'_3, \text{с}$	$t'_1, \text{с}$	$t'_2, \text{с}$	$t'_3, \text{с}$
1						
2						
3						
И т.д.						
Ср. значения						

Контрольные вопросы

1. Что называется механическим движением?
2. Что такое система отсчета?
3. Что называется поступательным движением твердого тела?
4. Что называется радиус-вектором материальной точки?
5. Как изменяется радиус-вектор точки при ее движении с постоянным ускорением?
6. Что называется вектором скорости?
7. Как меняется вектор скорости точки при ее движении с постоянным ускорением?
8. Что называется вектором ускорения?
9. В чем заключается закон пути и закон скорости для равномерного движения?
10. Как изучаются законы пути и скорости с помощью машины Атвуда?
11. Как обрабатываются результаты измерений в данной лабораторной работе?

Лабораторная работа № 3. ПРОВЕРКА ВТОРОГО ЗАКОНА ДИНАМИКИ НА МАШИНЕ АТВУДА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Проверка второго закона динамики на машине Атвуда.

Приборы и принадлежности. Машина Атвуда, набор грузиков, электросекундомер.

Введение

Элементарная теория прибора Атвуда выводится в предположении, что силами трения, моментом инерции блока, растяжимостью и массой нити мы пренебрегаем. В приборе для компенсации сил трения и моменты инерции блока в правый блок вложен некоторый перегрузок, определенный опытным путем.

Напишем уравнение движения для правого и левого грузов в случае если на правый груз положить три перегрузка с массами m_1 , m_2 , m_3 (рис. 3.1.)

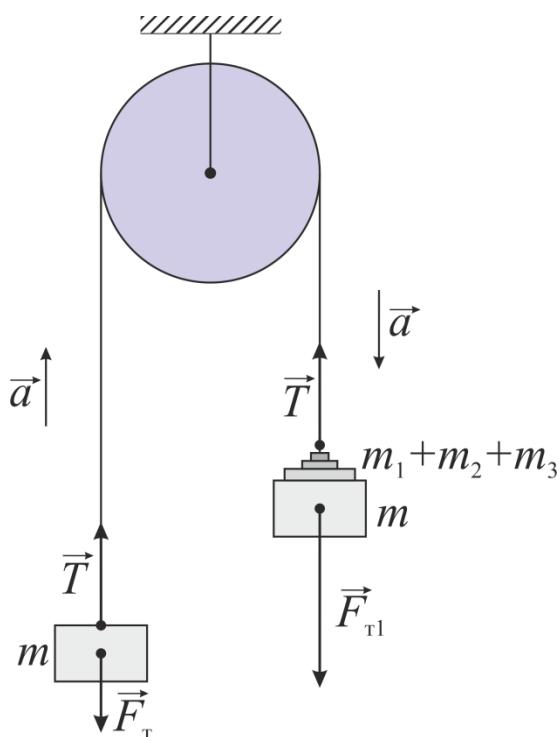


Рис. 3.1.

$$(m + m_1 + m_2 + m_3)a = F_{T1} - T, \quad ma = T - F_T,$$

$$F_{T1} = (m + m_1 + m_2 + m_3)g, \quad F_T = mg.$$

Решая систему уравнений мы получаем

$$a = \frac{(m_1 + m_2 + m_3)g}{m_1 + m_2 + m_3 + 2m}.$$

Сравним полученное выражение с формулой второго закона динамики

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}.$$

Мы видим, что в данном случае величину силы представляет собой сила тяжести, действующая на перегрузки $(m_1 + m_2 + m_3)g$, а величиной массы является сумма масс грузов и перегрузков.

В работе системы мы общую массу не изменяем т.к. перегрузки перекладываем с одного груза на другой, тогда $M = const$ и $a \sim F$.

Проверим это на машине Атвуда. Поместим на правый груз три перегрузка с массами m_1, m_2, m_3 ($m_1 > m_2 + m_3$). Система придет в движение с ускорением a , которое легко определилось из кинематических соотношений

$$a = \frac{2s}{t^2}.$$

где s – это путь пройденный например правым грузом за время t . Если переложить один или два перегрузка (но не m_1) на левый груз, то можно найти новые значения ускорения и силы, что позволяет проверить интересующее нас соотношение

Например, при переносе перегрузка m_2 величина силы будет равна

$$F = (m_1 - m_2 + m_3)g.$$

Перед проведением опыта следует убедиться, что при выведении системы грузов (без перегрузков) из состояния равновесия легким толчком ее движение можно принять за равномерное.

Порядок выполнения работы

1. Проверьте работает ли электрическая схема.
2. Определите взвешиванием массы перегрузков.
3. Положите все перегрузки на правый груз, который потом устроят на нулевую отметку.

4. Установите приемный столик машины Атвуда на расстоянии s достаточно большом от нулевой линии.

5. Проведите не менее 3-х разных измерение времени движения грузов и найдите среднее значение времени t_1 .

6. Перекладывая перегрузки повторите аналогичные измерения и найдите средние значения t_2, t_3, t_4 .

7. Результаты занесите в таблицу 3.1.

8. Постройте график зависимости ускорения от силы.

Указание. При измерении времени необходимо добиться чтобы средний разброс результатов не превышал цену деления секундомера. Для выполнения условия число измерений возможно придётся увеличить. Верно указывайте единицы измерения величин в таблице.

Таблица 3.1.

Перегрузки $m', \text{ед}$	$\Delta m', \text{ед}$	$F = m'g, \text{ед}$	$\Delta F, \text{ед}$	$t, \text{ед}$	$\Delta t, \text{ед}$	$s, \text{ед}$	$\Delta s, \text{ед}$	$a, \text{ед}$	$\Delta a, \text{ед}$
$m_1 + m_2$ $+ m_3 =$									
Среднее значение									
$m_1 + m_2$ $- m_3 =$									
Среднее значение									
$m_1 - m_2$ $+ m_3 =$									
Среднее значение									
$m_1 - m_2$ $- m_3 =$									
Среднее значение									

Примечание. Принять $g = 9,82 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$. Учесть, что график должен пройти через начало координат. Абсолютные погрешности необходимо рассчитать для всех измерений.

Контрольные вопросы

1. Как читаются законы динамики материальной точки?
2. Раскройте смысл понятия силы, массы, импульса точки, импульса силы.
3. Раскройте смысл понятий: инерциальная система отсчёта, неинерциальная система отсчёта.
4. В чем заключается закон сохранения импульса.
5. Что понимается под центром массы тела и системы тел.
6. В чем заключается теорема о движении центра массы.
7. Почему график проходит через начало координат.

Лабораторная работа № 4. ПРОВЕРКА ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ В МЕХАНИКЕ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Экспериментальное изучение закона сохранения энергии.

Приборы и принадлежности. Прибор Гримзеля, масштабная линейка, стальной шарик, полоска белой бумаги, копировальная бумага.

Введение

Прибор Гримзеля устроен следующим образом (рис. 4.1.).

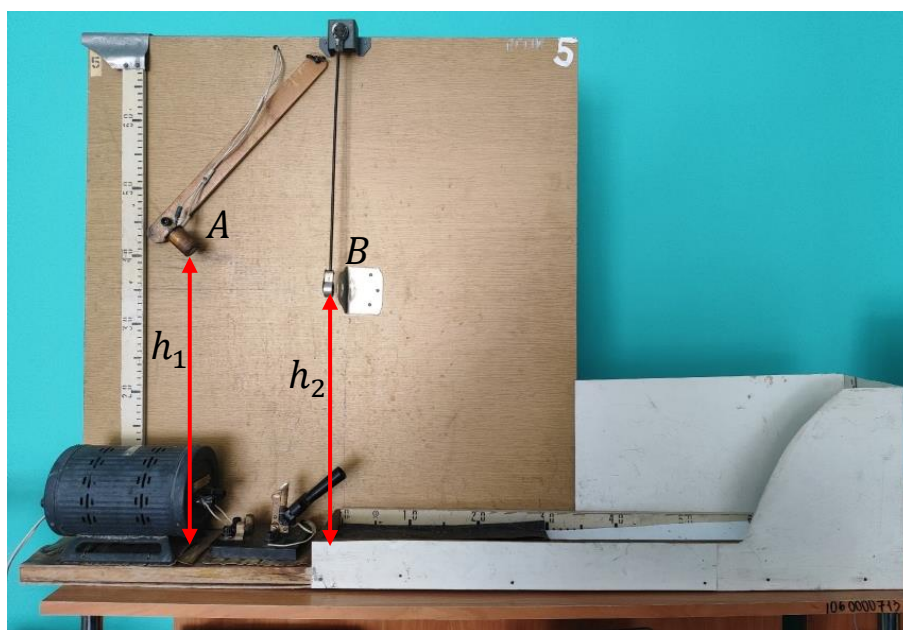


Рис. 4.1.

На горизонтальной доске укреплена вертикальная стойка с отверстием, в которое может пройти шарик. К ней подвешен маятник, на конце которого имеется обойма в виде полого цилиндра. В обойму вкладывается стальной шарик. Если кольцо с шариком отвести в сторону так, чтобы они коснулись электромагнита, и включить ток от выпрямителя, то они притянутся электромагнитом. При размыкании электрической цепи шарик вместе с кольцом станет двигаться по

криволинейной траектории. Кольцо ударится о доску и остановится, а шарик сквозь отверстие вылетит с некоторой горизонтально направленной скоростью v . Перемещая электромагнит по дуге, можно изменять высоту поднятия шарика.

В точке A шарик имеет потенциальную энергию

$$E_{\text{п}} = mgh_1$$

по отношению к основанию прибора, а в точке B –

$$E_{\text{п}} = mgh_2.$$

Тогда изменение потенциальной энергии

$$\Delta E = mg(h_1 - h_2).$$

В точке A кинетическая энергия шарика равна нулю, а в точках B –

$$E_{\text{к}} = \frac{mv^2}{2},$$

где v – скорость вылета шарика из отверстия. Согласно закону сохранения механической энергии

$$\frac{mv^2}{2} = mg(h_1 - h_2),$$

или

$$\frac{v^2}{2} = g(h_1 - h_2). \quad (1)$$

Определение скорости v сводится к простой математической задаче (рис. 4.2).

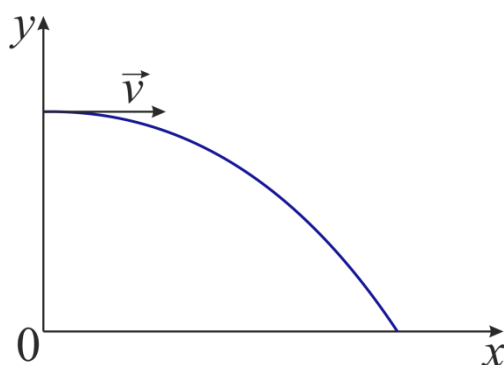


Рис.4.2.

Движение вдоль оси Ox есть равномерное и

$$s = vt.$$

Движение вдоль оси Oy есть равноускоренное и

$$h_2 = \frac{gt^2}{2}.$$

Решая данную систему уравнений, получаем

$$v^2 = \frac{gs^2}{2h_2}.$$

Тогда формулу (1) можно переписать в виде

$$\frac{gs^2}{4h_2} = g(h_1 - h_2).$$

Обозначим

$$x_1 = \frac{s^2}{4h_2}, \quad x_1 = h_1 - h_2.$$

Следовательно, экспериментальная проверка закона сохранения механической энергии сводится к проверке равенства

$$x_1 = x_2.$$

Для этого нужно измерить h_1 и h_2 .

Замечание. Если высоты измеряются от основания прибора, то нужно проводить измерения до нижней точки шарика (объясните, почему).

Для измерения расстояния s на основание прибора кладут лист белой бумаги и покрывают его копировальной бумагой. Шарик, ударяясь о копировальную бумагу, оставит на белой бумаге след.

Порядок выполнения работы

1. Вставьте шарик в кольцо и отведите его до электромагнита. Замокните ключ и измерьте высоты h_1 и h_2 .
2. Разомкните ключ и измерьте расстояние s .
3. Проведите опыт не менее 5 раз и найдите среднее расстояние s .
4. Результаты измерений в таблицу 5.1.
5. Измените высоту h_1 два раза, проведите аналогичные измерения, результаты занесите в таблицу.

Примечание. Абсолютную погрешность следует получить для всех трёх измерений

Таблица 5.1.

№	h_1 , см	h_2 , см	Δh_1 , Δh_2 , см	s , см	Δs , см	x_1 , см	Δx_1 , см	x_2 , см	Δx_2 , см	$ x_1 - x_2 $, см	$\Delta x_1 + \Delta x_2$, см
1 серия измерений											
1.											
...											
5.											
Ср											
2 серия измерений											
1.											
...											
5.											
Ср											
3 серия измерений											
1.											
...											
5.											
Ср											

Контрольные вопросы

1. Что называется энергией? Какую энергию называют кинетической, потенциальной?
2. Что называется работой, мощностью?
3. Какие системы называются замкнутыми и консервативными?
4. Как читается закон сохранения механической энергии?
5. Почему при измерении h_1 и h_2 высоты удобнее брать до нижней части шарика? Можно ли эти расстояния измерять до центра массы шарика?

Лабораторная работа № 5. ПРОВЕРКА ОСНОВНОГО ЗАКОНА ДИНАМИКИ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Проверка основного закона динамики вращательного движения твердого тела с помощью маятника Обербека.

Приборы и принадлежности. Маятник Обербека, вертикальный масштаб, набор грузов, штангенциркуль, секундомер

Введение

Маятника Обербека схематически изображен на рисунке 5.1.

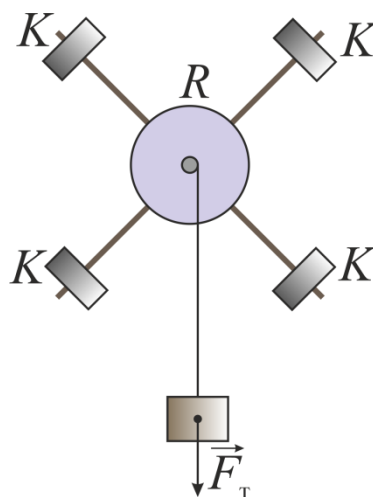


Рис. 5.1.

По четырем взаимно перпендикулярным стержням перемещаются грузы K , с помощью которых можно изменять момент инерции маятника. На шкив радиуса R намотана нить, к концу которой подвешен груз массой m . Под действием груза нить разматывается и приводит маятник Обербека в равноускоренное вращательное движение.

Основной закон вращательного движения твердого тела может быть записан в виде

$$\varepsilon = \frac{M}{I}.$$

Если момент инерции $I = const$, то угловое ускорение $\varepsilon \sim M$. Угловое ускорение, с которым вращается шкив, связано с линейным ускорением точек на ободу (а следовательно, связано с линейным ускорением нити и груза):

$$a = \varepsilon R.$$

Откуда

$$\varepsilon = \frac{a}{R} = \frac{2h}{Rt^2}.$$

Маятник вращается под действием момента силы натяжения нити

$$M = F_H R.$$

Силу натяжения нити найдем из уравнения движения груза

$$ma = mg - F_H.$$

Значение ускорения a можно найти из формулы

$$h = \frac{at^2}{2}$$

Тогда

$$F_H = m(g - a) = m(g - \varepsilon R),$$

и момент равен

$$M = mR(g - \varepsilon R).$$

Порядок выполнения работы

1. Измерьте высоту опускания груза h .
2. Измерьте штангенциркулем радиус шкива маятника.
3. Определите массы грузов m_1, m_2, m_3 на весах с точностью до 0,5 г.
4. Измерьте секундомером время t движения груза m_1 с высоты h три раза и возьмите среднее значение. Если разброс превышает 0,1 с, то число измерений следует увеличить.
5. Повторите те же измерения с грузами m_2 и m_3 .
6. Результаты измерений запишите в таблицу 5.1.

7. Рассчитайте погрешности измерений.
8. Постройте график зависимости углового ускорения от момента силы.

Указание. Верно укажите единицы измерения величин в таблице.

Таблица 5.1.

№	m , ед	h , ед	Δh , ед	R , ед	ΔR , ед	t , ед	Δt , ед	ε , ед	$\Delta \varepsilon$, ед	g , ед	Δg , ед	M , ед	ΔM , ед
1 серия измерений (груз m_1)													
1.													
2.													
3.													
Ср													
2 серия измерений (груз m_2)													
1.													
2.													
3.													
Ср													
3 серия измерений (груз m_3)													
1.													
2.													
3.													
Ср													

Примечание. Принять $g = 9,82 \frac{м}{с^2}$. Учесть, что график должен пройти через начало координат. Абсолютную погрешность необходимо сосчитать для всех измерений. В связи с тем, что при пуске секундомера нить может быть натянута различно, маятник не может абсолютно точно отцентрирован и т.п., считать абсолютной погрешностью измерения времени 0,1 с (а не цену деления секундомера).

Контрольные вопросы

1. В чем заключается основной закон динамики вращательного движения?

2. Каково содержание понятий момент силы, момент инерции?
3. Каков смысл вектора углового ускорения?
4. Какова связь между векторами углового и линейного ускорений?
5. В чем заключается теорема Гюйгенса-Штейнера?
6. Как читается и выводится закон сохранения момента импульса?
7. Почему график проходит через начало координат?
8. В каких единицах измеряется момент силы?

Лабораторная работа № 6. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Изучение интерференции волн и измерение скорости звука в воздухе.

Приборы и принадлежности. Интерферометр Квинке, слуховая трубка, телефон, генератор звуковых колебаний, трубка Кундта, электронный осциллограф, штангенциркуль, камертон, резиновый молоточек.

Введение

Если в каком – либо месте упругой среды (твердой, жидкой или газообразной) привести в колебания ее частицу, то в результате упругого взаимодействия этой частицы с соседними последние также начнут колебаться; таким образом, колебания начинают распространяться в среде от частицы во все стороны.

Распространение колебаний в среде называются волновым движением; распространяющейся в среде волна может быть продольной, когда частицы среды колеблются вдоль линии, совпадающей с направлением распространения колебаний, и поперечной, когда частицы среды колеблются перпендикулярно к направлению распространения волны.

Продольные волны обусловлены деформациями сдвига; В твердой упругой среде могут распространяться как продольные, так и поперечные волны, в жидкостях и газах – только продольные волны.

В результате распространения волны частицы среды совершают колебания около положения равновесия; при этом происходит передача энергии без переноса вещества.

Геометрическое место точек до которых к данному моменту дошли колебания, называется фронтом волны. Если источник волн точечный и колебания распространяются в однородной среде, то фронт волны будет сферой, а волна называется сферической, если фронт волны плоскость, то волна называется плоской.

Если в некоторой плоскости частицы упругой среды совершают колебания по гармоническому закону

$$\varepsilon_0 = A \cos \omega t_1, \quad (1)$$

где ε_0 – смещение колеблющихся частиц от положения равновесия, находящегося в упомянутой выше плоскости, в момент времени t_1 , A – амплитуда смещения, ω – циклическая частота. То в другой, соседней плоскости, частицы однородной среды придут в колебательное движения с запаздыванием на время

$$\tau = \frac{y}{v},$$

где y – расстояние между плоскостями, v – скорость распространения волны в среде.

Если энергия волны не поглощается средой, то колебания частиц в любой плоскости, параллельной той, в которой расположен источник волны, и находящейся на расстоянии y от источника, будут описываться уравнением

$$\varepsilon_0 = A \cos \omega \tau = A \cos \omega \frac{y}{v}. \quad (2)$$

Это уравнение бегущей плоской незатухающей синусоидальной волны; оно справедливо как для продольных, так и для поперечных волн. Оно определяет для любого моменты времени t смещение от положения равновесия колеблющихся частиц, находящихся на расстоянии y от плоского источника волн. Аргумент косинуса ωt , однозначно определяющий смещение ε , называется фазой колебания; его значение при $t = 0$ называется начальной фазой.

Как следует из уравнения волны (2), для волны присуща периодичность как во времени, так и в пространстве.

Расстояние, на которое распространяется колебание за один период, называется длиной волны

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu}, \quad (3)$$

где T – период колебаний, ν – частота колебаний частиц среды (частота волны). Так как

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu, \quad (4)$$

то уравнение бегущей волны (2) можно переписать в виде

$$\varepsilon_0 = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda} \right). \quad (5)$$

Используя (5), нетрудно показать, что расстояние между двумя ближайшими частицами, колеблющимися в противоположных фазах равно половине длины волны.

Волны, частоты колебаний частиц в которых лежат в пределах от 16 до 20000 Гц, называются звуковыми. В звуковой или акустической волне происходят механические колебания частиц среды с малыми амплитудами. Звуковые волны в газах и жидкостях являются продольными и представляют собой последовательные сгущения и разрежения частиц среды. Звуковые волны могут распространяться только в упругой среде.

Из формулы (3) видно, что скорость звука можно измерить, если известна частота источника ν и длина волны λ . Частота задается источником звука (камертоном, звуковым генератором), длина волны λ может быть определена, например, методом интерференции.

Интерференцией называется явление, наблюдаемое в результате наложения когерентных волн (когерентными называются волны одинаковой частоты с постоянной разностью фаз, создающие колебания вдоль одной прямой). Оно заключается в том, что в одних местах пространства происходит усиление волнового движения, а в других – ослабление или полное погашение его. На практике когерентные волны можно получить от одного источника; для этого потолок энергии, излучаемый источником, разделяется на две части. Образующиеся две волны направляют по путям различной длины, а затем соединяют, в результате чего волны интерферируют друг с другом. Явление интерференции можно рассмотреть на примере распространения плоских волн от одного источника по трубам 1 и 2 разной длины (рис. 6.1.).

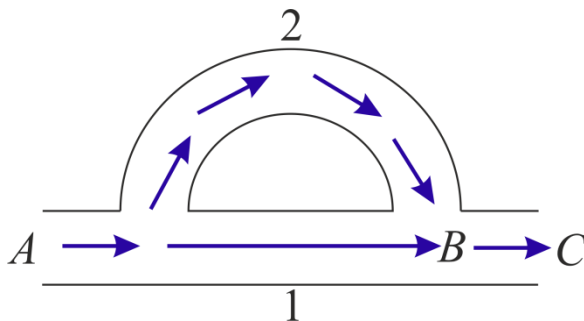


Рис. 6.1.

Правее точки B обе волны в любом месте трубы BC , накладываясь друг на друга (интерферируя), будут создавать

колебания частиц воздуха с амплитудой, величина которой будет зависеть от разности длин труб (от разности хода волн). Действительно, согласно уравнению (5) волны, выходящие из труб 1 и 2, будут описываться уравнениями

$$\varepsilon_1 = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_1}{\lambda} \right), \quad (6)$$

$$\varepsilon_2 = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_2}{\lambda} \right), \quad (7)$$

где y_1 и y_2 – длины труб, соответственно, 1 и 2.

Результирующее колебание в произвольной точке трубы BC в любой момент времени будет иметь смещение ε , равной сумме смещений ε_1 и ε_2

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 2A \cos \pi \left(\frac{y_2 - y_1}{\lambda} \right) \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_1 + y_2}{2\lambda} \right), \quad (8)$$

где величина

$$B = 2A \left| \cos \pi \left(\frac{y_2 - y_1}{\lambda} \right) \right|, \quad (9)$$

не зависящая от времени, есть амплитуда результирующего колебания.

При

$$y_2 - y_1 = 2n \frac{\lambda}{2}, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (10)$$

$B = 2A$; при такой разности длин труб в результате интерференции волн происходит их усиление (для звуковых волн это приводит к возрастанию громкости звука). Таким образом, максимум звучания получается тогда, когда вторая труба длиннее первой на четное число $\frac{\lambda}{2}$ (полуволен).

При

$$y_2 - y_1 = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (11)$$

$B = 0$; при такой разности хода волны полностью гасят друг друга. Если амплитуды колебаний частиц, в волнах выходящих из труб 1 и 2, несколько различны, то в этом случае в результате интерференции волн происходит их ослабление (для звуковых волн это приводит к уменьшению громкости звука). Таким образом, минимум звучания

получается тогда, когда вторая труба длиннее первой на нечетное число $\frac{\lambda}{2}$ (полуволн).

При других разностях хода происходит частичное ослабление или усиление волн; для звуковых – некоторое возрастание или уменьшение громкости звука.

Интерферометр Квинке. Схема установки для измерения скорости звука методом интерференции приведена на рис.6.2.

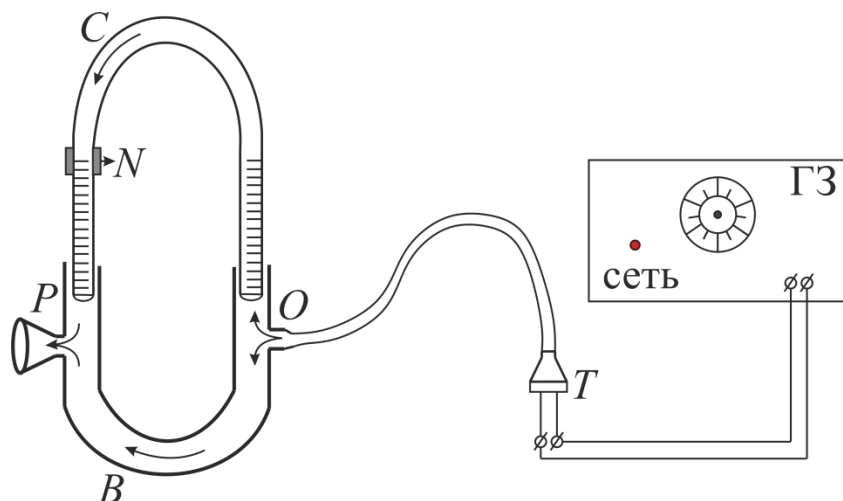


Рис. 6.2.

Интерферометр Квинке BC состоит из изогнутой латунной трубы B , в которую входит подобная ей труба C несколько меньшего диаметра. Трубу C можно вдвигать в трубу B и выдвигать. В одном колене трубы B сделано отверстие O через которое она соединяется с телефоном T подключенным к генератору звуковых колебаний $ГЗ$, который является источником электрических колебаний с плавно меняемой частотой в пределах от 20 Гц до 20000 Гц. На передней панели звукового генератора имеются: переключатель частоты, выключатель, клеммы подключения телефона, генератор громкости звука. Звуковые волны, излучаемые телефоном, попадают в интерферометр Квинке и разветвляются: часть их разветвляется по трубе B , другая часть по трубе C , затем они снова сходятся у отверстия P , к которому присоединена слуховая трубка. В результате интерференции звуковых волн в P будет слышан либо громкий, либо тихий звук, в зависимости от разности хода этих волн.

Вдвигая и выдвигая трубу C , можно добиваться того, чтобы разность хода была равна четному числу полуволн, тогда в P будет слышен громкий звук; при разности хода, равной нечетному числу полуволн, звука совсем не слышно. Зная, насколько пришлось переместить трубу C при переходе от одного максимума (минимума) громкости к следующему, можно определить длину звуковой волны.

При перемещении указателя N (рис. 6.2) на величину b разность хода $y_2 - y_1$ увеличивается на $2b$ и, как следует из (10) и (11), для двух соседних максимумов (минимумов) громкости будет иметь место соотношение:

$$b = \frac{y_2 - y_1}{2} = \frac{\lambda}{2}. \quad (12)$$

Используя (12) и (3), можно написать

$$v = 2bv, \quad (13)$$

или

$$v = 2(b' - b'')v, \quad (14)$$

где b'' и b' – положения указателя N на шкале интерферометра Квинке.

Трубка Кундта. Интерференция волн имеет место, в частности, при наложении двух встречных бегущих когерентных плоских волн с одинаковой амплитудой. Возникающий при этом колебательный процесс называется стоячей волной.

Практически стоячие волны возникают при отражении волн от преград. Падающая на преграду волна (прямая волна) и бегущая ей навстречу, отраженная (обратная волна), налагаясь друг на друга, дают стоячую волну. Прямая и обратная бегущие волны, описываемые уравнением (2), отличаются знаком скорости v

$$\varepsilon_1 = A \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right), \quad (15)$$

$$\varepsilon_2 = A \cos \omega \left(t + \frac{y}{v} \right), \quad (16)$$

Суммарное смещение ε частицы среды с координатой y равно сумме смещений ε_1 и ε_2

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = A \cos 2\pi \cdot \cos \omega t, \quad (17)$$

Уравнение (17) является уравнением стоячей волны, оно показывает, что все точки среды в стоячей волне, совершая колебания, одновременно проходят положения равновесия и

одновременно достигают своих наибольших отклонений. Амплитуда колебаний B частиц в стоячей волне

$$B = 2A \left| \cos 2\pi \frac{y}{\lambda} \right|, \quad (18)$$

зависит от их координат, но не зависит от времени. Точки, в которых амплитуда максимальна, называются пучностями; координаты пучностей

$$y = 2n \frac{\lambda}{4}, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (19)$$

Точки, в которых амплитуда равна нулю, называются узлами; координаты узлов

$$y = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (20)$$

Из формул (19) и (20) следует, что расстояние между соседними пучностями, так же как и расстояние между соседними узлами, равно $\frac{\lambda}{2}$. Пучности и узлы сдвинуты друг относительно друга $\frac{\lambda}{4}$.

На границе отражения падающей волны в зависимости от условия отражения может образоваться или узел или пучность. Это зависит от соотношения плотностей среды. Если среда, от которой происходит отражение, более плотная, чем среда, в которой распространяется волна, то на границе получится узел. Если среда, от которой происходит отражение, менее плотная, то на границе получится пучность. Образование узла на границе отражения от более плотной среды объясняется тем, что волна, отражаясь от более плотной среды, в месте отражения меняет свою фазу на противоположную, тогда у границы складываются колебания противоположных направлений, что и ведет к образованию узла. Так как фаза в волне меняется на противоположную на расстоянии половины длины волны, то такое отражение волны принято называть отражение с потерей полуволны, что приводит к образованию пучности на границе отражения.

В телах ограниченных размеров стоячие волны образуются не всегда, для их образования должно быть выполнено следующее условие. На границах отражения волн должны образовываться либо узлы, либо пучности. Это условие можно записать так

$$l = 2(n + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (21)$$

где l – длина воздушного столба в трубе. В трубе, открытой с одного конца, это условие будет таким

$$l = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (22)$$

В трубе с воздухом, закрытой с обоих концов, для которой выполняется условие (21), вследствие многократных отражений волн амплитуда колебаний частиц воздуха резко возрастает – наступает резонанс. Для звуковых колебаний резонанс проявляется в резком возрастании громкости звука. Из формулы (21) следует, что если изменить длину воздушного столба на $\frac{\lambda}{2}$, то полученный воздушный столб также будет резонировать. Таким образом, наименьшая разность длин двух воздушных столбов, в которых возникает резонанс, равна

$$z = \frac{\lambda}{2}. \quad (23)$$

Подставляя значения λ из последнего выражения в (3), можно написать

$$v = 2zv. \quad (24)$$

Для измерения z используют *трубку Кундта*, представляющую прозрачную горизонтально расположенную длинную стеклянную трубку, в которой насыпано немного мелкого порошка (например, пробковой пыли). На одном конце трубки (запаянном) расположен источник звука на одной частоте (чистый тон). На другом закреплен подвижный поршень, который может быть использован для регулировки длины трубки.

Август Кундт как источник звука использовал металлический стержень резонатора, который вибрировал, если его потереть. В современных демонстрациях обычно используют громкоговоритель, подключенный к генератору сигнала и производящий синусоиду.

При включенных в сеть переменного тока звуковом генераторе и электронном осциллографе вращением рукоятки перемещают один из поршней трубки Кундта до тех пор, пока амплитуда сигнала на экране осциллографа не станет максимальной. Это будет наблюдаться в момент наступления резонанса воздушного столба, в котором образуется стоячая волна с узлами на концах столба; положение подвижного поршня фиксируется по шкале (z'). Затем находят соседнее положение подвижного поршня, для которого сигнал на

экране осциллографа будет максимальным; новое положение поршня вновь фиксируется по шкале (z''). Разность отсчетов по шкале $z'' - z'$ между двумя последовательными максимумами и будет давать величину z , входящую в формулу(24), которую окончательно можно записать так

$$v = 2(z'' - z')v. \quad (25)$$

Собственные частоты воздушного столба, если радиус воздушного столба мал по сравнению с его длиной, могут быть вычислены по формуле

$$v_n = \frac{v}{4l}(2n + 1), \quad (26)$$

где v – скорость звука, l – длина воздушного столба, $n = 0,1,2,3, \dots$

В случае резонанса на длине воздушного столба укладывается нечетное число четвертей волн

$$l = (2n + 1)\frac{\lambda}{4}. \quad (27)$$

Трубка Кундта представляет собой трубку большой длины и малого, по сравнению с длиной, радиуса (рис.6.3).

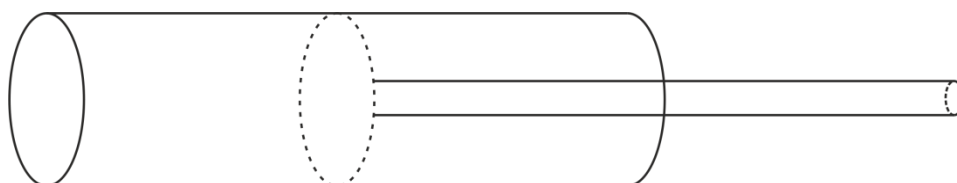


Рис. 6.3.

Внутри трубки имеется подвижный поршень. Возбуждение колебаний камертона вблизи открытого конца трубки Кундта приводит к возникновению колебаний воздушного столба внутри нее с частотой колебаний камертона. Перемещая поршень внутри трубки Кундта, изменяют длину воздушного столба.

При заданном значении частоты звуковых колебаний явление резонанса наблюдается при изменении длины воздушного столба всякий раз, когда выполняется равенство (27). Наименьшая разность длин воздушного столба, при которых наблюдается явление резонанса, равно половине длины волны. Именно это свойство используется для изменений длины волны звуковых колебаний. Определив длину волны, можно найти скорость звука по формуле

$$v = \lambda\nu. \quad (28)$$

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Измерение скорости звука в воздухе методом интерференции (с помощью интерферометра Квинке)

1. Включите, получив разрешение преподавателя, генератор звуковых колебаний в сеть переменного тока.
2. С помощью переключателя частоты звукового генератора установите частоту 3000 Гц.
3. Регулятором громкости звукового генератора установите приемлемую громкость звучания телефона.
4. Перемещая трубку с интерферометра Квинке, ее в положение интерференционного минимума. С помощью штангенциркуля определите положение b' указателя N .
5. Определите положение b'' указателя N для соседнего интерференционного минимума.
6. Повторите измерения b' и b'' 7 раз, возьмите их средние значения.
7. Рассчитайте по формуле (14) скорость звука в воздухе.
8. Повторите пункты 2-7 упражнения 1 для частот 3500 Гц и 4000 Гц.
9. Вычислите абсолютную и относительную погрешности измерения скорости звука и запишите для нее окончательный результат с учетом погрешности измерения.

Упражнение 2. Определите скорости звука в воздухе методом стоячих волн (с использованием трубки Кундта и электронного осциллографа).

1. Включите, получив разрешение преподавателя, генератор звуковых колебаний и электронный осциллограф в сеть переменного тока.
2. С помощью переключателя частоты звукового генератора установите частоту 500 Гц.
3. Перемещая с помощью рукоятки подвижный поршень в трубке Кундта, установите его в положение, соответствующее максимуму сигнала на экране осциллографа. Определите положение z' поршня по шкале трубки Кундта.
4. Определите положение z'' поршня, соответствующее соседнему максимуму сигнала.

5. Повторите измерения z' и z'' 7 раз; возьмите их средние значения.
6. Рассчитайте по формуле (25) скорость звука в воздухе.
7. Повторите пункты 2-6 упражнения 2 для частот 1000 Гц и 1500 Гц.

Упражнение 3. Определение скорости звука в воздухе методом стоячих волн (с использованием трубки Кундта и камертона).

1. Возбудите колебания камертона вблизи открытого конца трубки Кундта и плавно перемещайте поршень. Найдите первое, ближайшее к открытому концу трубки положения поршня, для которого звук имеет максимальную громкость.
2. Измерьте с помощью масштабной линейки длину воздушного столба. Длина воздушного столба равна расстоянию, на которое выдвинут стержень для перемещения поршня.
3. Повторите пункты 1 и 2 не менее 9 раз.
4. Аналогичным образом найдите второе, третье и т.д. положения поршня, для которых звук имеет максимальную громкость. Измерьте длины воздушных столбов масштабной линейкой не менее 9 раз для каждого положения поршня.
5. По результатам измерений заполните таблицу 6.1.
6. Найдите среднее значение длин воздушных столбов для каждого значения n и скорость звука из уравнения (28). Частота ν указана на камертоне.
7. Найдите среднее значение скорости звука.
8. Для одного из положений поршня рассчитайте относительную погрешность измерений скорости. Запишите результат измерения с учетом ошибки опыта.

Таблица 6.1.

№ опыта	Длина воздушного столба				
	1-е положение поршня $n = 0$	$n = 1$	$n = 2$...	$n = \dots$
1.					
2.					
3.					
...					
9.					

Контрольные вопросы

1. Что называется волновым движением?
1. Какие волны являются продольными, поперечными, плоскими и сферическими?
2. Какой вид и вывод бегущей волны?
3. Что называется длиной волны?
4. Какие волны называются когерентными?
5. В чем заключается интерференция волн?
6. Каковы условия интерференционных максимумов и минимумов?
7. Каково устройство интерферометра Квинке и каким образом с помощью него измеряется скорость звука в воздухе?
8. Как образуется стоячая волна?
9. Переносит ли стоячая волна энергию?
10. Каков вид и вывод уравнения стоячей волны?
11. Что называется пучностями и узлами стоячей волны?
12. Как показать, что расстояние между двумя соседними пучностями равно половине длины волны?
13. Что называется резонансом?
14. Когда резонирует воздушный столб в закрытой трубе?
15. Каково устройство трубки Кундта?
16. Как с помощью трубки Кундта измеряется скорость звука в воздухе?

Лабораторная работа № 7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ АВОГАДРО

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Определение постоянной Авогадро методом наблюдения распределения частиц в поле силы тяжести.

Приборы и принадлежности. Микроскоп с осветителем, набор покровных стекол, секундомер, дистиллированная вода, акварельные краски.

Введение

В одном моле любого вещества содержится одинаковое число молекул, равное $6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹. Это число носит название постоянной Авогадро (или числа Авогадро) и является одной из важнейших физических констант. Определение постоянной Авогадро N_A основано на законе распределения частиц в поле силы тяжести.

Барометрическая формула распределения давления газа по высоте в поле силы тяжести Земли имеет вид

$$p_2 = p_1 e^{\frac{-m_0 g (h_2 - h_1)}{kT}}, \quad (1)$$

где p_2 и p_1 – давление газа на двух разных высотах h_1 и h_2 , k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, m_0 – масса молекулы газа.

Если воспользоваться формулой $p = nkT$, то из соотношения (1) найдём

$$n_2 = n_1 e^{\frac{-m_0 g (h_2 - h_1)}{kT}}, \quad (2)$$

где n_2 и n_1 – концентрация частиц на уровнях h_1 и h_2 (рис. 7.1.).

Больцман показал, что формула (2) применима к группе любых частиц, беспорядочно движущихся в силовом поле. Если их взаимодействием можно пренебречь.

Формулу (2) можно представить в следующем виде, учитывая, что $k = \frac{R}{N_A}$, имеем

$$n_2 = n_1 e^{\frac{-m_0 g (h_2 - h_1) N_A}{RT}}$$

или

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{\frac{-m_0 g (h_2 - h_1) N_A}{RT}},$$

где m_0 – масса частицы, R – универсальная газовая постоянная.

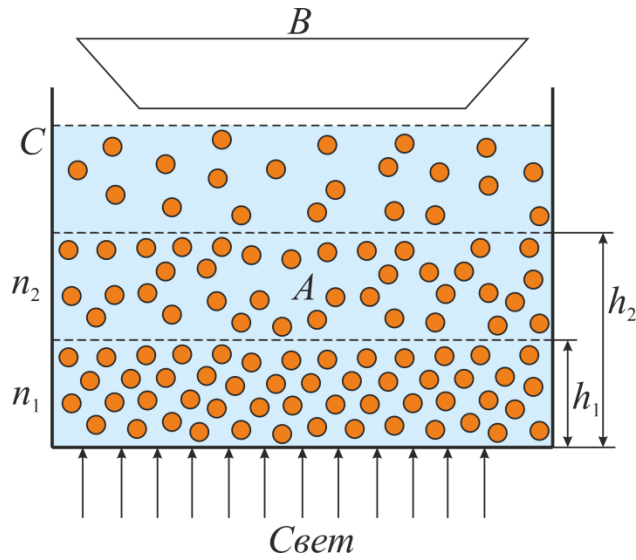


Рис. 7.1.

Прологарифмировав последнее выражение, получим

$$\ln\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = \frac{-m_0 g (h_2 - h_1) N_A}{RT},$$

Отсюда

$$N_A = \frac{RT \ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right)}{m_0 g (h_2 - h_1)}, \quad (3)$$

Формула (3) дает возможность рассчитать постоянную Авогадро N_A , предварительно определив $\frac{n_1}{n_2}$, m_0 и $(h_2 - h_1)$. Отношение концентрации частиц на разных высотах $\frac{n_1}{n_2}$ можно принять равным отношению средних чисел частиц, находящихся в данном слое. В данной работе считают число частиц, одновременно видимых в эмульсии краски сквозь малое отверстие в фольге, вложенной в окуляр микроскопа.

Так как на частицу краски, взвешенной в жидкости, кроме силы тяжести $m_0 g$ действует ещё выталкивающая сила $F_{\text{выт}} = \rho_{\text{ж}} g V$ (закон Архимеда), то в формулу (3) вместо $m_0 g$ следует поставить значение равнодействующей этих двух сил. Равнодействующую определим следующим образом

$$m_0g - \rho_{\text{ж}}gV = \rho gV - \rho_{\text{ж}}gV = gV(\rho - \rho_{\text{ж}}), \quad (4)$$

где ρ – плотность краски, $\rho_{\text{ж}}$ – плотность жидкости, V – объем частицы.

Подставляя (4) в (3), получаем

$$N_A = \frac{RT \ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right)}{V(\rho - \rho_{\text{ж}})g(h_2 - h_1)}. \quad (5)$$

Описание установки. Установка состоит из микроскопа, осветителя и кюветы, в которой приготавливается исследуемая эмульсия путём растворения краски в воде.

С помощью микроскопа измеряются величины n_1 и n_2 , входящие в формулу (5).

Эмульсия, влитая в кювету, закрывается сверху покровным стеклом (нужно следить, чтобы не появились пузырьки воздуха). Для работы следует пользоваться монокулярной насадкой. Наблюдения ведутся при светлом поле, осветитель обеспечивает равномерное и одинаковое освещение объекта в течение всего эксперимента.

Порядок выполнения работы

1. Установите микроскоп и осветитель на нужную яркость поля зрения. Налейте в кювету эмульсию краски, накройте покровным стеклом и поместите на столик микроскопа.

2. Включите в ход лучей объектив с сорокакратным увеличением (40^*) и с помощью окуляра (15^*) сфокусируйте микроскоп на объект. Фокусировать следует осторожно, чтобы не повредить покровное стекло, лучше из крайнего нижнего положения объектива, выдвигая его вверх. Настройте микроскоп так, чтобы отчетливо были видны частицы краски на одном из нижних уровней h_1 .

3. Отчитывайте число частиц, одновременно появляющихся в поле зрения микроскопа через 10 секунд, записывая данные в таблицу. Произведите 30 отсчетов частиц n_1 .

4. Пользуясь микрометрическим винтом, поднимите тубус микроскопа на некоторую высоту h_2 и произведите снова 30 отсчетов частиц. Определите среднее значение числа частиц n_2 .

5. Найдите расстояние между слоями $h_2 - h_1$, в которых производились наблюдения. При этом надо учесть, что расстояние

$h'_2 - h'_1$, измеряемое по барабану микроскопа (один оборот барабана соответствует перемещению тубуса на 0,1 мм), соответствует кажущемуся расстоянию между слоями и не равно расстоянию $h_2 - h_1$ в эмульсии. Для определения истинного значения, нужно учесть показатель преломления среды n (в данном случае это вода).

6. Таким образом истинное расстояние

$$h_2 - h_1 = n(h'_2 - h'_1), \quad (6)$$

где $n = 1,33$ (показатель преломления воды).

7. Подставляя (6) в (5), получаем формулу

$$N_A = \frac{RT \ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right)}{V(\rho - \rho_{\text{ж}})gn(h'_2 - h'_1)}$$

по которой рассчитываем постоянную Авогадро N_A , принимая во внимание, что плотность краски $\rho = 1,5 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, плотность воды $\rho_{\text{ж}} = 1,0 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, средний объем частиц краски $V = 1,4 \cdot 10^{-21} \text{ м}^3$. Температуру эмульсии T (комнатную) измеряют по термометру в лаборатории.

8. Все полученные опытом и вычисленные результаты запишите в таблицу 7.1.

Указание. Верно укажите единицы измерения величин в таблице.

Таблица 7.1.

№ опыта	n_1	n_2	h'_1 , ед	h'_2 , ед	N_A , ед
1.					X
2.					
3.					
...					
Среднее значение					

Примечание. Принять $g = 9,82 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$.

9. Вычислите абсолютную и относительную погрешности измерения для величины N_A . Запишите результат с учетом погрешности.

Контрольные вопросы

1. Что такое броуновское движение? Как поставить опыт по его наблюдению?
2. Перечислите основные положения молекулярно-кинетической теории. Подтверждением какого из них может служить броуновское движение?
3. Какие частицы (маленькие или большие) быстрее движутся в броуновском движении, почему?
4. На каких основных опытных фактах основано молекулярно-статистическое рассмотрение свойств вещества?
5. Как измеряются на опыте скорости атомов и молекул? Каковы результаты измерений? От каких параметров газа зависит скорость движения его молекул?
6. Сформулируйте закон Авогадро. Что называется постоянной Авогадро?

Лабораторная работа № 8. ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ ТВЕРДЫХ И ЖИДКИХ ТЕЛ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Определение среднего коэффициента линейного расширения металлов и среднего коэффициента объемного расширения жидкости.

Приборы и принадлежности. Прибор для определения коэффициента линейного расширения, термометр, металлические стержни, пробирки, штангенциркуль. Прибор Дюлонга и ПТИ, колба с электроплиткой, стеклянный сосуд для воды, подъемный столик, линейка.

Введение

Большинство тел при нагревании увеличивают свои размеры. Для объяснения теплового расширения твердых тел обратимся к графику зависимости энергии взаимодействия молекул от расстояния между ними (рис.8.1.).

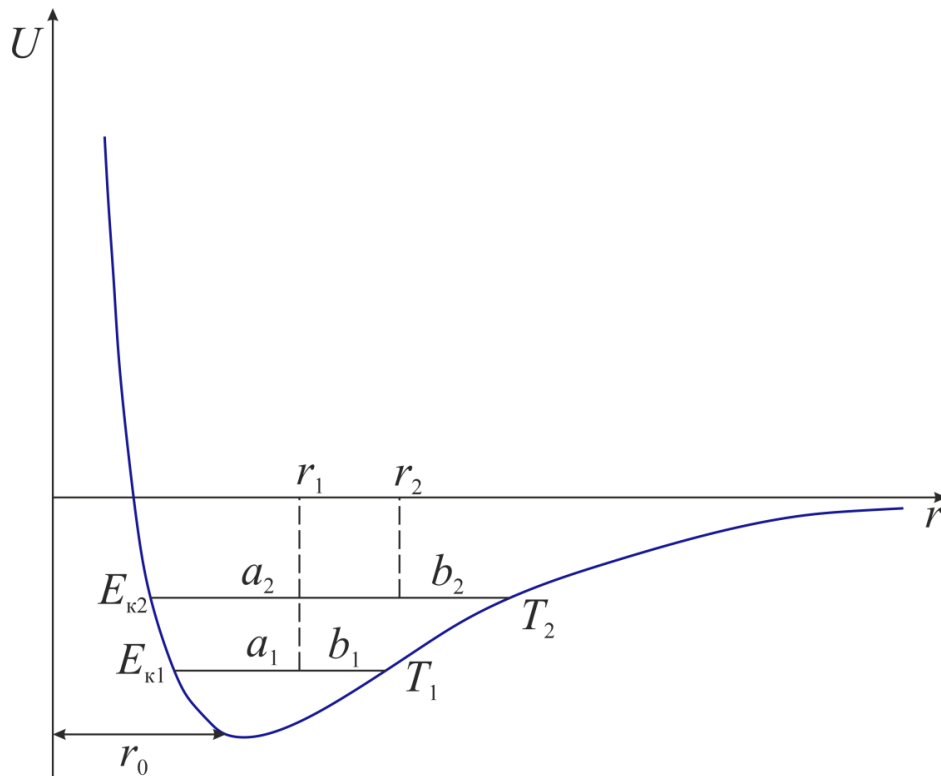


Рис. 8.1.

Минимум потенциальной энергии U приходится на расстояние между молекулами r_0 , соответствующее положению равновесия молекул. Молекулы находились бы на этом расстоянии, если бы они были совершенно неподвижны. В действительности молекулы (атомы) совершают колебания около положения равновесия, обладая при этом определенной кинетической энергией E_k , возрастающей с повышением температуры T . При температуре T_1 , молекула, обладая кинетической энергией E_{k1} , будет совершать колебания от точки a_1 , до точки b_1 . Вследствие асимметричности потенциальной кривой среднее положение колеблющейся молекулы (атома) не совпадает с r_0 , а сдвигается вправо r_1 . Повышая температуру до T_2 , молекула перейдет на более высокий энергетический уровень, соответствующий кинетической энергии E_{k2} . При этом возникают возможные отклонения влево до a_2 , и вправо до b_2 , а среднее положение примет значение r_2 . Таким образом, при возрастании температуры увеличивается расстояние между молекулами ($r_2 > r_1$), т.е. происходит тепловое расширение.

Количественно тепловое расширение характеризуется коэффициентом линейного и объемного расширения. При нагревании тела, имеющего первоначальную длину l , его относительное удлинение пропорционально изменению температуры dt

$$\frac{dl}{l} = a \cdot dt, \quad (1)$$

где a – коэффициент пропорциональности, который называется истинным коэффициентом линейного расширения ($a \ll 1$). Таким образом, коэффициент линейного расширения равен относительному изменению длины $\frac{dl}{l}$ при изменении температуры на один градус.

Коэффициент линейного расширения a имеет различную величину для различных интервалов температуры, поэтому берут средний коэффициент линейного расширения

$$a = \frac{l_2 - l_1}{l_1(t_2 - t_1)}, \quad (2)$$

где t_1 и t_2 – начальная и конечная температуры тела, l_1 и l_2 – длины тела, соответствующие этим температурам. Опыт показывает, что при небольших изменениях температуры a изменяется незначительно.

Длина тела l_1 при любой температуре может быть выражена через длину l_0 при $t = 0^\circ\text{C}$. Из формулы (2) следует, что

$$l_t = l_0(1 + a). \quad (3)$$

Значение a зависит от материала. Для металлов a имеет порядок $10^{-4} \div 10^{-5}$ град $^{-1}$.

В результате линейного расширения увеличивается и объем тела. Рассмотрим тело в виде куба с ребром l_0 . Его объем при 0°C будет V_0

Можно показать, что при температуре t объем тела будет равным

$$V = V_0(1 + 3at) = V_0(1 + \beta t), \quad (4)$$

где $\beta = 3a$ – средний коэффициент объемного расширения. Истинный коэффициент объемного расширения равен

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt}. \quad (5)$$

Для анизотропных кристаллов коэффициент линейного расширения a различен для различных направлений, поэтому при изменении температуры кристалл не остается подобен самому себе.

Если твердые тела характеризуются только линейным и объемным коэффициентами расширения, то жидкости характеризуются только коэффициентом объемного расширения. Это обусловлено тем, что жидкость не имеет определенной формы, и говорить о линейном расширении жидкостей не имеет физического смысла.

Цель данной работы состоит в определении среднего коэффициента линейного расширения изотропных веществ – металлов и среднего объемного расширения жидкостей.

Прибор для определения коэффициента линейного расширения. Прибор изображен на рис. 8.2. Внутри защитного кожуха 1 установлен нагреватель 2. При проведении опытов в нагреватель через прокладку 3 помещается стеклянная пробирка 7 с металлическим стержнем 8. На корпусе прибора установлена стойка 14 с кронштейном 9 для индикатора малых перемещений 10. Кронштейн может поворачиваться вокруг оси стойки на 90° .

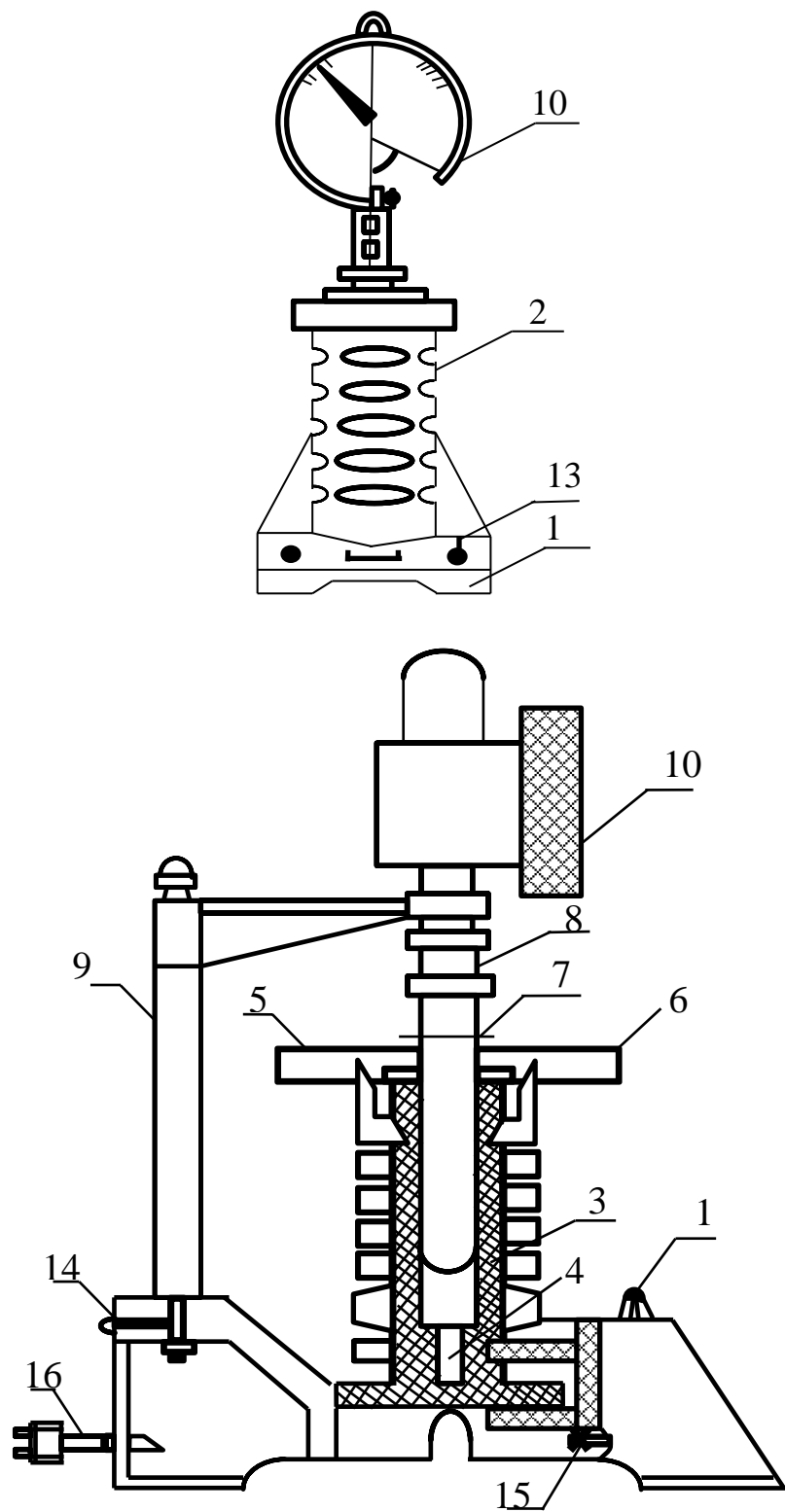


Рис. 8.2.

На панели корпуса расположены индикаторная лампочка 12 и кнопочный выключатель 13, а на задней стенке – винт заземления 11.

Внутри корпуса на опоре расположен держатель с предохранителем 15. Штепсельная вилка 16 служит для включения прибора в электрическую сеть напряжением 220 В.

При работе с прибором следует строго соблюдать следующие правила по технике безопасности.

1. Каждый раз перед включением прибора в сеть необходимо проверять надежность заземления прибора.

2. В связи с применением для питания прибора напряжения повышенной опасности (220 В, 50 Гц) необходимо принимать следующие меры обеспечения безопасности:

а) не проливать воду из пробирок на рабочем месте;

б) наливать воду в пробирки в стороне от места установки прибора;

в) при работе с прибором руки должны быть сухими.

3. Прибор должен отключаться от сети после закипания воды в пробирке.

Прибор Дюлонга. Прибор состоит из двух сообщающихся сосудов с керосином (рис. 8.3). Оба сосуда помещены в теплоизоляционные цилиндры. Через правый цилиндр проходит водяной пар, а через левый - вода, имеющие соответственно температуры t_1 и t_2 .

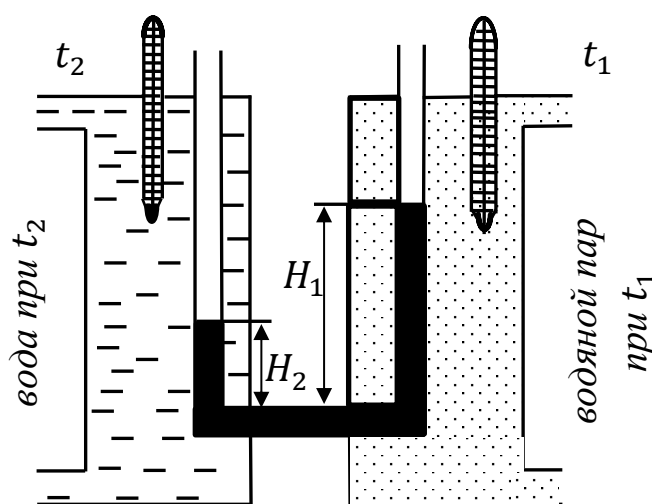


Рис. 8.3.

Тогда плотности керосина в обоих сосудах будут различными ρ_1 и ρ_2 .

Различными будут и высоты столбов жидкости H_1 и H_2 . По закону сообщающихся сосудов имеем

$$H_1\rho_1 = H_2\rho_2, \quad (6)$$

причём

$$\rho_1 = \frac{m_1}{V_1} = \frac{m_1}{V_0(1 + \beta t_1)} = \frac{\rho_0}{1 + \beta t_1}, \quad (7)$$

и

$$\rho_2 = \frac{\rho_0}{1 + \beta t_2}, \quad (8)$$

где ρ_0 – плотность керосина при $t = 0^\circ\text{C}$, β – коэффициент объемного расширения.

Решая уравнения (6), (7) и (8) совместно относительно β , получим

$$\beta = \frac{H_1 - H_2}{H_2 t_1 - H_1 t_2}, \quad (9)$$

Таким образом, определение β сводится к измерению высот H_1 и H_2 и температур керосина t_1 и t_2 в обоих сосудах.

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Определение среднего коэффициента линейного расширения металлов с помощью специального прибора.

При выполнении данного упражнения используются три металлических стержня.

1. Измерьте линейкой начальную длину образца l_1 при комнатной температуре t_2 , (набор образцов находится в коробочке).

2. Наполните водой комнатной температуры пробирку на $\frac{1}{2}$ объема, опустите в нее испытуемый стержень сферическим концом вниз.

3. Измерьте температуру воды в пробирке лабораторным термометром.

4. Вставьте в нагреватель через резиновую прокладку в отверстие в крышке пробирку с испытуемым стержнем.

5. Оттяните штوك индикатора вверх, установите индикатор над пробиркой (поверните кронштейн в прорези до упора) и опустите

шток в углубление на торце стержня. Кронштейн зафиксируйте винтом.

6. Заземлите прибор, подключая его проводом с сечением не менее 1 мм^2 через винт заземления к контуру заземления.

7. Вставьте штепсельную вилку прибора в электрическую розетку.

8. Вставьте индикатор в поворотный кронштейн и поверните его на четверть поворота в сторону до упора.

9. Заметьте положение стрелки на шкале индикатора (для первого опыта стрелку лучше ставить на нулевую отметку).

10. Только после этого включите питание прибора кнопочным выключателем. При этом должна загореться индикаторная лампочка. При закипании воды в пробирке испытуемый образец принимает температуру, равную температуре кипения воды. Увеличение длины образца определяется по отклонению стрелки индикатора от первоначального положения. Отсчет ведут с точностью до подделения шкалы индикатора, т.е. с точностью до 5 микрон.

11. Рассчитайте по формуле (2) коэффициент линейного расширения для исследуемого образца, t_2 соответствует температуре кипения воды в пробирке.

Для продолжения работы и проведения опытов с другими образцами необходимо:

- (1) кнопочным выключателем отключить питание прибора;
- (2) индикатор на поворотном кронштейне отвести в сторону до упора, предварительно оттянув шток индикатора вверх;
- (3) извлечь из прибора нагретую пробирку и поместить ее в штатив;
- (4) повторите операции пунктов 1 – 10 для другого образца.

Так как дальнейшая работа проводится при нагретом приборе, то во избежание заметных искажений в замерах время с момента помещения пробирки в зону нагрева до фиксации первоначального положения стрелы индикатора не должно превышать 40 секунд.

12. Все результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 8.1.

Таблица 8.1.

Образцы	$l_1, \text{м}$	$t_1, ^\circ\text{C}$	$l_2, \text{м}$	$t_2, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{град}^{-1}$
Алюминий					
Сталь					
Латунь					

13. Самостоятельно выведите формулы относительной и абсолютной погрешностей и рассчитайте их для своих измерений. Запишите окончательные результаты измерений.

Упражнение 2. Определение коэффициента объемного расширения жидкости методом сообщающихся сосудов.

1. Пропустите через один из цилиндров воду, а через другой – водяной пар.

2. Когда уровни керосина установятся (через 10 – 15 минут), измерьте:

а) а) высоты столбов керосина H_1 и H_2 (линейкой с точностью до 1 мм);

б) б) температуры t_1 и t_2 соответствующих столбов жидкости.

3. Опыт повторите 3 раза.

4. По формуле (9) рассчитайте коэффициент β .

5. Результаты измерений занесите в таблицу 8.2.

Таблица 8.2.

№ опыта	$H_1, \text{мм}$	$t_1, ^\circ\text{C}$	$H_2, \text{мм}$	$t_2, ^\circ\text{C}$	$\beta, \text{град}^{-1}$
1					
2					
3					
Среднее значение					

6. Самостоятельно выведите формулы для расчета относительной и абсолютной погрешностей измерений β . Запишите окончательные результаты измерений.

Контрольные вопросы

1. Каковы причины наличия сил притяжения и отталкивания между молекулами и атомами? Виды молекулярного взаимодействия.
2. Показать на графике, как изменяются в зависимости от расстояния силы притяжения и силы отталкивания между двумя взаимодействующими только друг с другом частицами.
3. Как изменяется для таких частиц потенциальная энергия в зависимости от расстояния?
4. Отметьте на графике для потенциала межмолекулярного взаимодействия характерные точки и истолкуйте их.
5. Пользуясь графиком энергии межмолекулярного взаимодействия, поясните, почему при нагревании кристаллических тел последние расширяются?
6. Дайте определение объемного и линейного коэффициентов расширения.
7. В каких единицах они измеряются?
8. Каковы различия между истинным и средним коэффициентом линейного расширения тел?
9. При нагревании расширяется и сосуд, в котором находится жидкость. Не влияет ли это расширение на значение коэффициента объемного расширения?
10. В области каких температур коэффициент объемного расширения воды отрицателен?
11. Доказать, что высоты столбов жидкостей в сообщающихся сосудах обратно пропорциональны их плотностям.
12. Поясните практическое значение явления теплового расширения твердых и жидких тел.
13. Каково устройство и принцип действия прибора для определения коэффициента линейного расширения?

Лабораторная работа № 9. ИЗМЕРЕНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Освоить основные навыки работы с приборами для измерения силы тока и напряжения: научиться подготавливать приборы к работе, подключать их в цепь, оценивать погрешности. Исследовать некоторые элементы в цепях постоянного тока.




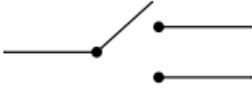
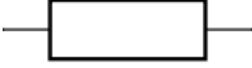
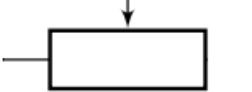

Приборы и принадлежности. Источник постоянного тока, вольтметр, амперметр, (или мультиметр), набор сопротивлений, реостат, ключ, лампа накаливания (лампочка), набор светодиодов, «черный ящик» с электрической схемой.

Введение

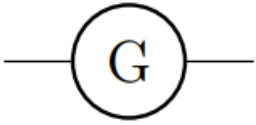
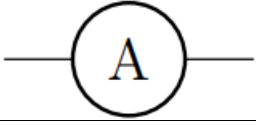
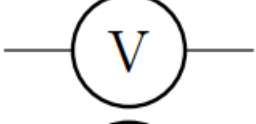
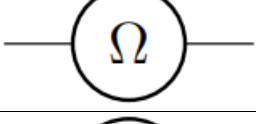

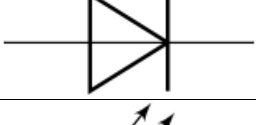
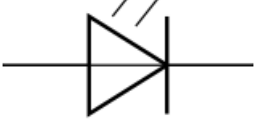
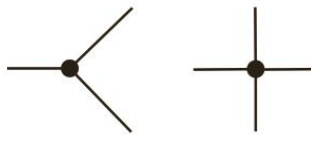

Измерение. Общие сведения.

В таблице 9.1. приведены основные схематические изображения в электрических цепях.

Таблица 9.1.

Наименование	Схематическое изображение
источник тока	
внешние контакты (клеммы)	
ключ	
переключатель	
резистор	
реостат	
потенциометр	

Продолжение таблицы 9.1.

гальванометр	
амперметр	
вольтметр	
омметр	
лампочка	
диод	
светодиод	
узел	
нахлест проводов (нет соединения, без контакта)	

Для измерения силы тока применяют приборы, называемые амперметрами. Амперметры включают последовательно, в разрыв цепи, на том ее участке, где необходимо определить силу тока (рис. 9.1.).

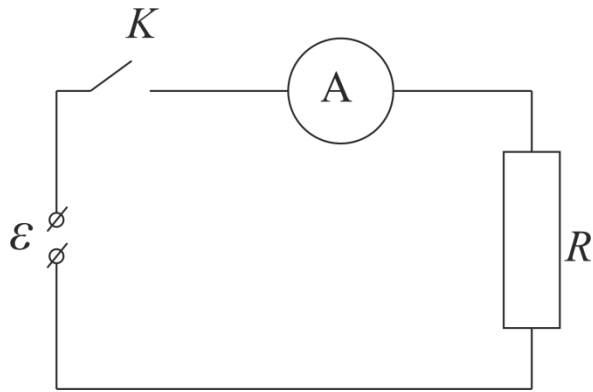


Рис. 9.1.

Чем меньше внутреннее сопротивление амперметра, тем меньше оно влияет на ток в цепи. Поэтому для корректных измерений силы тока амперметром должно выполняться условие

$$r_A \ll R,$$

где r_A – внутреннее сопротивление прибора, R – сопротивление исследуемой цепи.

Для расширения пределов измерений амперметра параллельно ему подключают резисторы, которые называют *шунтами* (их сопротивление меньше внутреннего сопротивления прибора). Сопротивление шунта определяется из соотношения:

$$r_{\text{ш}} = \frac{r_A}{n - 1},$$

где n – число, показывающее, во сколько раз увеличен предел измерения, $r_{\text{ш}}$ – величина сопротивления шунта. Внутри корпуса многопредельных амперметров размещают несколько различных шунтов. На лицевой панели указывают максимальные значения силы тока, которые могут быть измерены при выбранном положении переключателя пределов измерений.

Амперметр – это прибор, который подвергается повышенной опасности при работе.

1. Через амперметр протекает весь ток, который течет в цепи (так как его подключают последовательно), поэтому измерения силы тока желательно проводить, когда приблизительно известно ожидаемое значение (хотя бы по порядку величины). Если оно не известно, то измерения следует начинать, используя максимальный предел, так как в этом случае вероятность превышения максимально допустимого значения силы тока в цепи для данного прибора (а,

следовательно, и выхода его из строя) будет наименьшей. Если при этом стрелка отклонится на малый угол, то необходимо считать показания с амперметра. и. если они меньше, чем предел меньшего диапазона измерения, то надо переходить на меньший предел. предварительно отключив прибор из цепи.

2. Сопротивление амперметра должно быть достаточно маленьким, чтобы как можно меньше искажать ток в цепи. Поэтому, если подключить амперметр неправильно (например, параллельно элементу с большим сопротивлением или непосредственно к источнику питания), ток через амперметр быстрее всего превысит допустимые значения и прибор выйдет из строя.

Для измерения напряжения на участке цепи (разности потенциалов между крайними точками), применяют приборы – *вольтметры*, которые подключают параллельно исследуемому участку (рис. 9.2.).

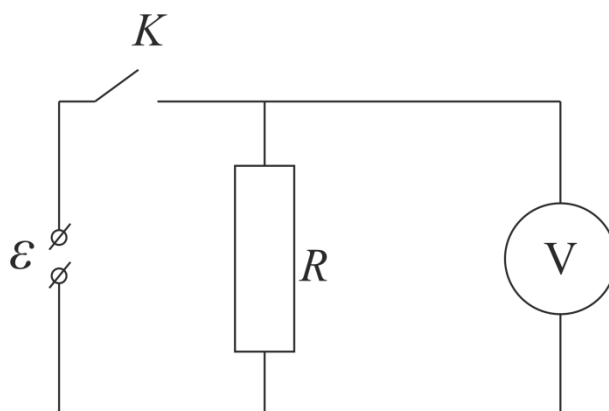


Рис. 9.2.

В отличие от амперметров, внутреннее сопротивление вольтметра r_V должно быть как можно больше сопротивления того участка цепи R , на котором проводятся измерения. В противном случае параллельное подключение прибора приведет к существенному изменению величины силы тока в цепи и, как следствие, к заметному изменению измеряемой разности потенциалов.

Для расширения пределов измерений вольтметра последовательно с ним включают добавочные сопротивления r_D , величина которых может быть определена из соотношения

$$r_D = (n - 1)r_V,$$

где n – число, определяющее во сколько раз, требуется увеличить предел измерений.

Универсальные приборы позволяют выполнять измерения в цепях и постоянного, и переменного тока. Комбинированные приборы (мультиметры) предназначены для измерения различных электрических величин (например, U , I , R или др.).

Цифровой мультиметр М830В самое популярное устройство для измерения, простой в использовании и эксплуатации (рис. 9.3.).



Рис. 9.3.

Основные характеристики мультиметра М830В

- максимальный замер постоянного напряжения до 1000 В;
- максимальный замер переменного напряжения до 750 В;
- замер силы тока до 10 А;
- частотный диапазон переменного тока от 40 до 400 Гц;
- замер сопротивлений от 0.1 Ом до 2 МОм;
- номинал входящего сопротивления 1 МОм;

- оснащен индикатором заряда батареи;
- есть возможность тестировать диоды через специальное гнездо на корпусе;
- питание напряжением 9 В от батареи типа «Крона».

Еще один из наиболее распространенных мультиметров - цифровой мультиметр Mastech MY64 (рис. 9.4.).

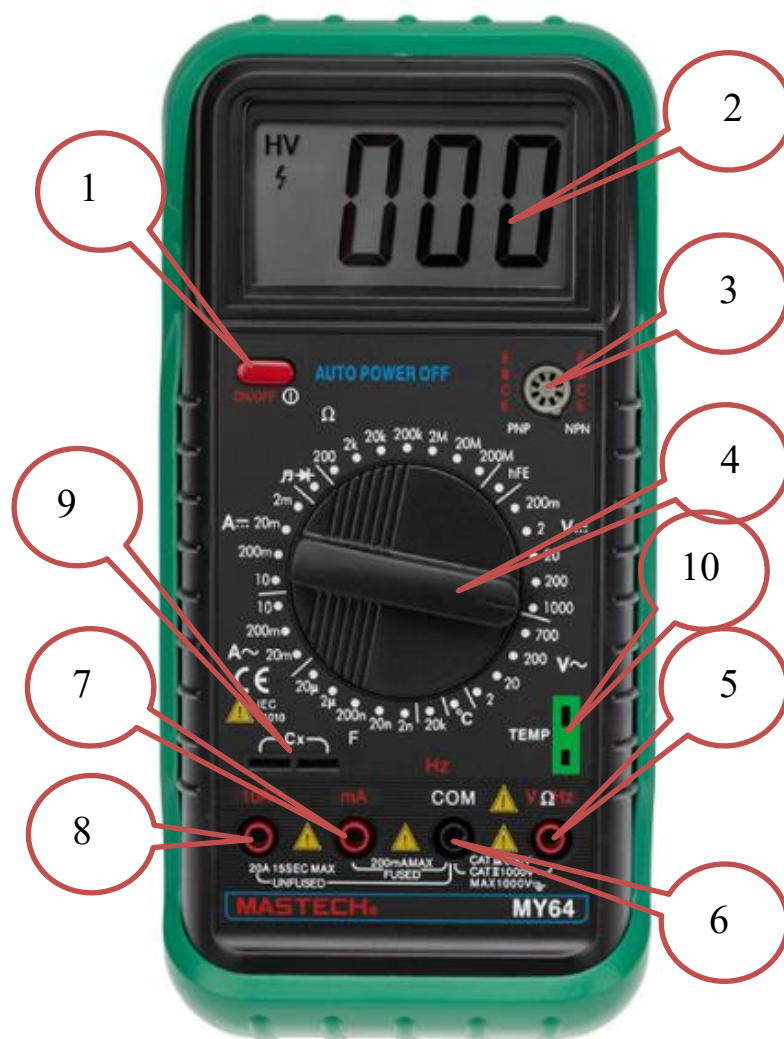


Рис. 9.4.

На рисунке 9.4. отмечены основные элементы мультиметра Mastech MY64

- 1) Переключатель питания;
- 2) ЖК-дисплей;
- 3) Разъем для проверки транзисторов;
- 4) Поворотный переключатель;

- 5) Входной разъем В/Ом;
- 6) СОМ (отрицательный вход) - входное гнездо;
- 7) Входное гнездо (положительный вход для измерения тока DC и AC в диапазоне мкА, mA;
- 8) Входное гнездо (положительный вход для измерения тока DC и AC в диапазоне 10 А;
- 9) Гнездо измерения конденсатора;
- 10) Разъем для измерения температуры.

Большинство обозначений на цифровых мультиметрах универсальны.

При измерении характеристик постоянного тока универсальными и комбинированными приборами переключатель рода работы следует установить в положение DC (Direct Current) или «-» (и далее символ измеряемой величины). Отсчет показаний при этом производится по той шкале, против которой указаны символы «-» или DC (и символ измеряемой величины). Цена делений определяется для каждого предела измерений или для каждой шкалы в отдельности.

Во избежание выхода прибора из строя необходимо соблюдать полярность его подключения в цепь. Входную клемму прибора, обозначаемую символами «•», «-» или «общ», «com», подключают к той точке разрыва цепи, которая имеет меньший потенциал относительно другой точки, подключаемой к входной клемме, обозначаемой символами «+» или «А» или «V». Для того, чтобы облегчить сборку и проверку схемы, удобно пользоваться цветными проводами: красные провода подключать к «+» источника питания и клеммам прибора, отмеченными знаком «+», а синие - к «-».

Вольт-амперные характеристики.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) элемента – это зависимость силы тока от напряжения или напряжения от силы тока для данного элемента. Вольт-амперная характеристика является основной характеристикой нелинейного элемента, необходимой для описания его работы в электрических цепях.

Резистор является линейным элементом и его вольтамперная характеристика – прямая линия, угол наклона которой зависит от сопротивления резистора (рис. 9.5.)

$$R = \frac{1}{k'}$$

где $k = \operatorname{tg} \alpha$ – угловой коэффициент вольт-амперной характеристики.

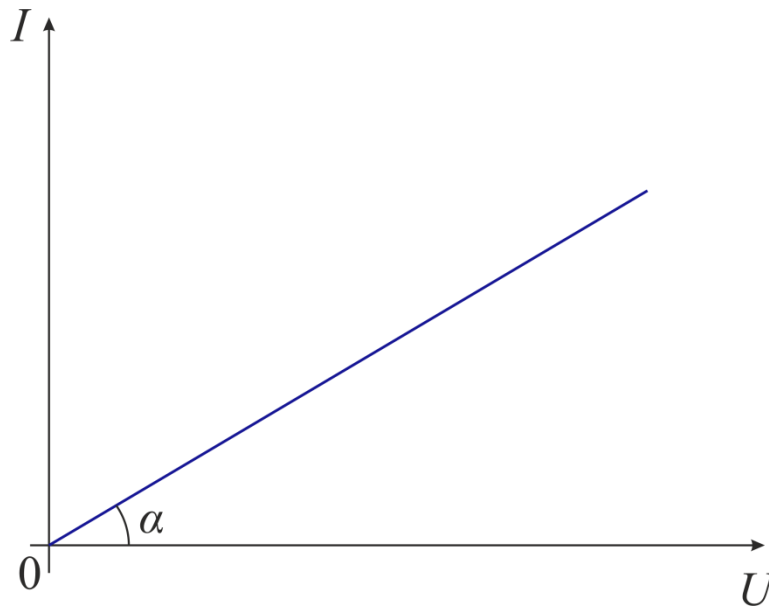


Рис. 9.5.

Вольт-амперная характеристика резистора будет одной и той же при любой полярности источника тока.

У нелинейных элементов сопротивление не является постоянной величиной. Вольтамперная характеристика таких элементов нелинейная. Примерами нелинейных элементов являются лампы накаливания, полупроводники и др. Рассмотрим вольт-амперные характеристики некоторых нелинейных элементов.

Основным элементом лампы накаливания (лампочки) является вольфрамовая нить. При пропускании через неё тока, нить раскаляется до высоких температур, излучая свет. При этом сопротивление линейно возрастает с повышением температуры, Поэтому вольт-амперная характеристика лампы накаливания оказывается нелинейной (рис. 9.6.)

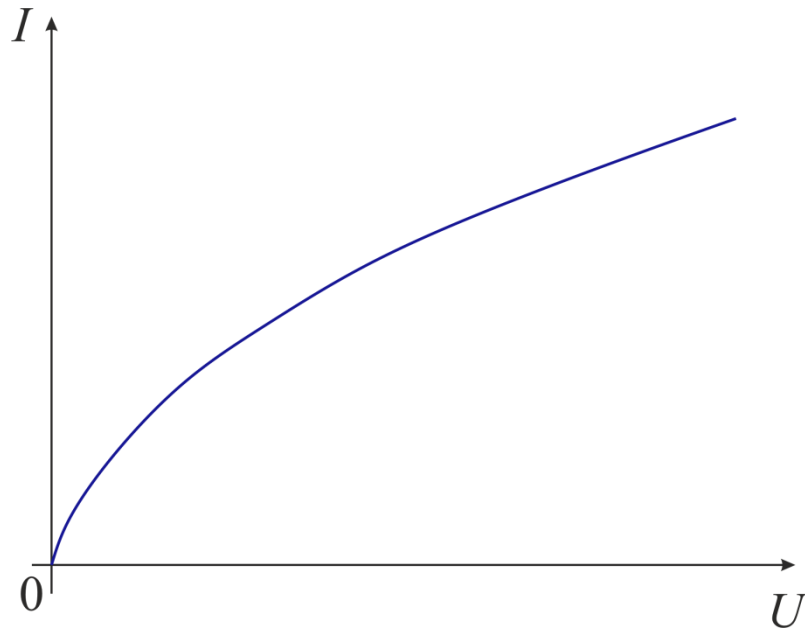


Рис. 9.6.

При малом напряжении вольт-амперная характеристика лампочки подобна вольт-амперной характеристике резистора, т.е. имеет линейную зависимость. При увеличении напряжения график изгибается вследствие нагревания лампочки и соответственно роста её сопротивления.

Вольт-амперная характеристика лампочки будет одной и той же при любой полярности источника тока.

Сопротивление лампочки

$$R = \frac{1}{k_x},$$

где k_x – угловой коэффициент наклона прямой, проходящей через заданную точку и точку $(0, 0)$.

Нелинейным элементом является полупроводниковый диод, который выполнен на основе полупроводникового кристалла и обладает различной проводимостью в зависимости от полярности приложенного к нему напряжения.

Типичная вольт-амперная характеристика полупроводникового элемента с одним $p - n$ переходом представлена на рис. 9.7.

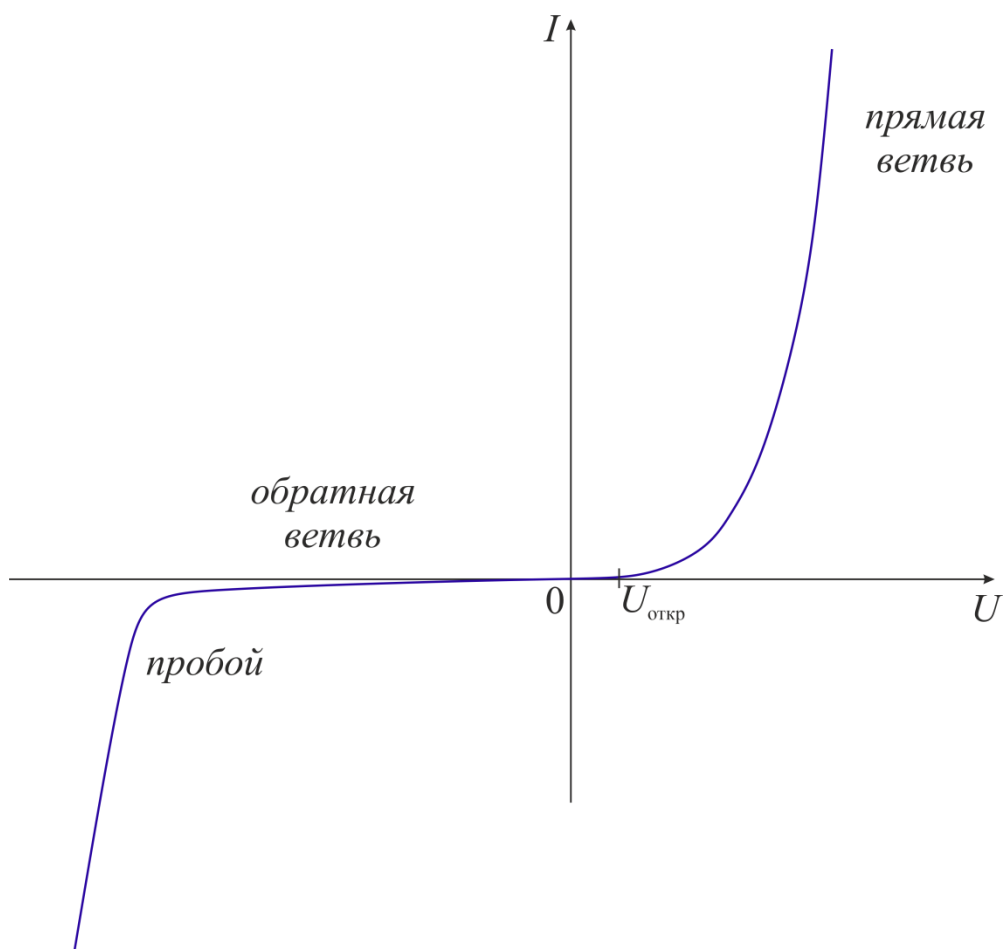


Рис. 9.7.

В прямом направлении диод открывается не сразу, а начиная с некоторого напряжения (напряжение открывания (барьерное) $U_{откр}$). При дальнейшем увеличении напряжения диод начинает пропускать ток и сила тока возрастает очень резко. При обратной полярности подаваемого на диод напряжения через него идёт небольшой ток (обычно несколько микроампер), который называется «обратным током». При слишком большом напряжении обратной полярности диод «пробивается» и выходит из строя.

Полупроводниковые выпрямительные диоды работают на прямой и обратной ветвях вольт-амперной характеристики до пробоя: пропускают ток только в одном направлении. Пробой вызывает необратимые разрушения.

Заметим, поскольку у диода в случае тока прямого направления с ростом напряжения сопротивление очень быстро падает, его следует подключать через ограничительный резистор порядка 100 Ом, иначе

он просто сгорит; понятие «сопротивление диода», очень сильно зависящее от напряжения и силы тока, вообще обычно не вводится.

Светодиоды (диоды, излучающие свет) работают в прямом режиме. При работе светодиода (как и любого диода) в обратном режиме следует следить за тем, чтобы напряжение на нём не превышало напряжение пробоя. Напряжения пробоя у светодиодов небольшие (единицы вольт), поэтому рекомендуется предусматривать схемотехнические решения для защиты светодиода от пробоя, например, шунтировать (параллельно соединять) светодиод обычным диодом (или другим светодиодом), включенным в обратном направлении. Из-за резкой нелинейности "прямой ветви", светодиод подключают к источнику питания через резистор, иначе при незначительном изменении напряжения будет значительное изменение тока на светодиоде и может быть превышен максимально допустимый для светодиода ток.

ВАХ при параллельном и последовательном соединениях элементов.

При параллельном соединении элементов складываются силы токов, а напряжения на них одинаковы (рис. 9.8.). Например, на рисунке 9.8. если параллельно соединены резистор (прямая 1) и диод (кривая 2), то их вольт-амперные характеристики для любого напряжения U_x складываются по току $I_3 = I_1 + I_2$ – получается кривая 3, представляющая вольт-амперную характеристику параллельно соединённых резистора и диода.

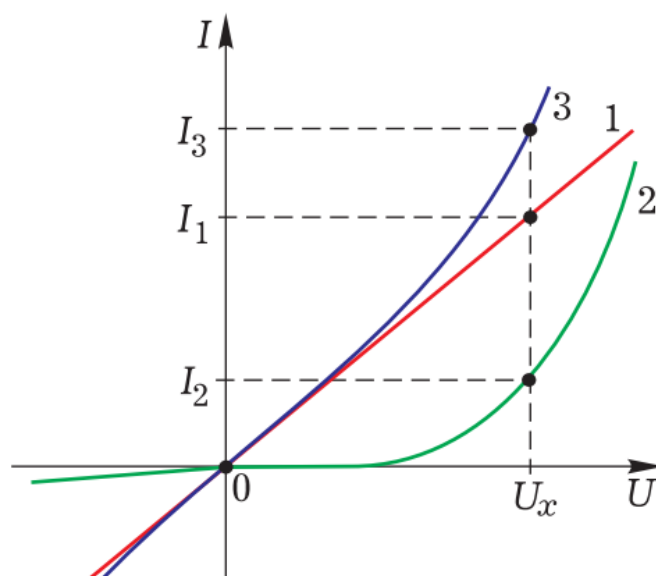


Рис. 9.8.

При последовательном соединении элементов складываются напряжения при одинаковой силе тока (рис. 9.9.). Например, на рисунке 9.9. последовательно соединены резистор (прямая 1) и диод (кривая 2), их вольт-амперные характеристики для каждой силы тока I_x складываются по напряжению $U_3 = U_1 + U_2$, и получается кривая 3 – вольт-амперная характеристика последовательно соединённых резистора и диода.

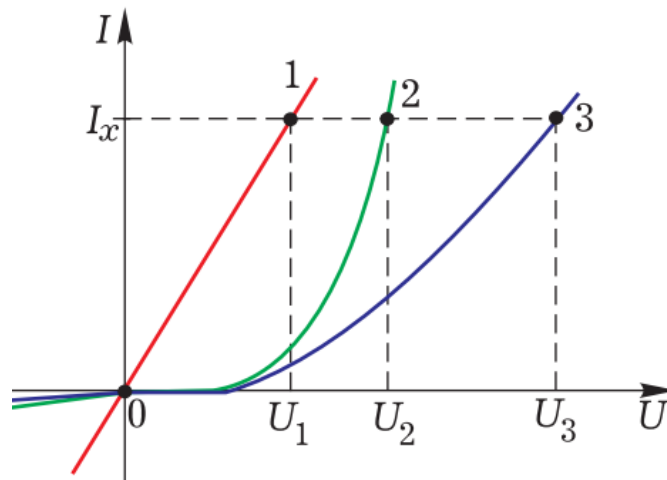


Рис. 9.9.

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Измерение вольт-амперной характеристики резистора.

1. Соберите схему для измерения вольт-амперной характеристики резистора, не подключая к ней источник питания. После того, как преподаватель проверит собранную схему, можно подключить источник питания.

2. Подключите к резистору источник питания.

3. Увеличивать напряжение источника питания с 0 В до 10В каждый раз на 2 В, измерить при этом силу тока I и напряжение U на резисторе.

4. Затем провести измерения поменяв полярность подключения резистора.

5. Результаты измерений запишите в таблицу 9.2.

Таблица 9.2.

№ Опыта	I , ед	ΔI , ед	U , ед	ΔU , ед	R , ед	ΔR , ед
1.						
2.						
...						

6. Определите погрешности измерений напряжения и силы тока.

7. Постройте по значениям таблицы вольт-амперную характеристику резистора и по ней определите R и погрешность его измерения.

8. Сопоставьте результаты и сделайте вывод.

Упражнение 2. Измерение вольт-амперной характеристики светодиода.

В данном упражнении измеряется вольт-амперная характеристика полупроводникового p - n перехода светодиода на постоянном токе. Чтобы не работать на обратной ветви ВАХ и избежать пробоя светодиода, используют два светодиода, подключенных параллельно, навстречу друг другу.

1. Соберите схему для измерения вольт-амперной характеристики светодиода (рис. 9.10.), не подключая к ней источник питания. Дополнительный резистор $R = 6,8 \text{ КОм}$, включенный последовательно со светодиодами, необходим для ограничения максимального тока и подобран таким, чтобы можно было подавать на схему любое напряжение от -30 до $+30 \text{ В}$. При непосредственном подключении светодиода к источнику тока он может сгореть. Наличие такого ограничительного сопротивления, как правило, обязательно при включении в цепь любых нелинейных элементов. Поскольку ток в цепи не будет превышать 5 мА (объясните, почему?), начальный предел измерения можно установить $10\text{-}25 \text{ мА}$.

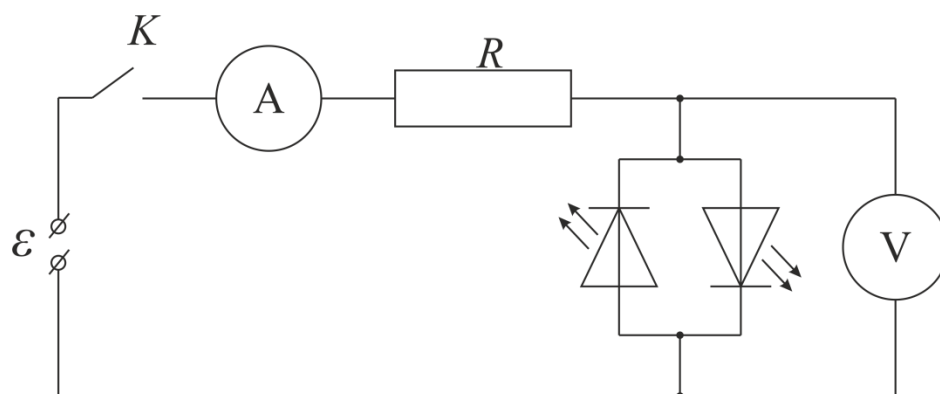


Рис. 9.10.

2. После того, как преподаватель проверит собранную схему, можно подключить источник питания. Под наблюдением преподавателя установите напряжение на 10 – 15 В. Проверьте, что светодиод светится. Уменьшите напряжение на ИП до «0». Поменяйте полярность подключения светодиодов. Установите напряжение на 10 – 15 В, проверьте, что и второй светодиод светится.

3. Меняя напряжение на источнике (от 30 до 0 В), измерьте ток I и напряжение U .

4. Напряжение питания надо регулировать, устанавливая ток в цепи от $4 \div 5$ до 0 мА с шагом 0,1 – 1 мА (шаг выбирается из условия четкого представления хода ВАХ во всех ее участках). Обязательно зафиксировать максимальное напряжение, при котором ток в цепи еще не течет $I = 0$, светодиод не светится. Результаты измерений запишите в таблицу 9.3. Запишите цвет светодиода.

5. Уменьшите напряжение на источнике питания до «0». Поменяйте полярность подключения светодиодов. Снимите прямую ветвь вольт-амперной характеристики для второго светодиода.

6. Определите погрешности измерений напряжения и силы тока.

7. Постройте на одном графике, в 1-й координатной четверти зависимости $I(U)$ для светодиодов (прямые ветви). Отметьте на кривых цвет свечения светодиодов.

8. Для точки графика указанной преподавателем определите значение углового коэффициента касательной с учетом погрешностей. Сделайте выводы.

Таблица 9.3.

№ Опыта		I , ед	ΔI , ед	U , ед	ΔU , ед
Светодиод 1. Цвет - ...	1.				
	2.				
	...				
Светодиод 2. Цвет - ...	1.				
	2.				
	...				

Упражнение 3. Определение вольт-амперной характеристики лампочки накаливания.

1. Соберите схему для измерения вольт-амперной характеристики лампочки, не подключая к ней источник питания. После того, как преподаватель проверит собранную схему, можно подключить источник питания.

2. Подключите источник питания.

3. Увеличивать напряжение источника питания с 0 В до 10В каждый раз на 2 В, измерить при этом силу тока I и напряжение U на лампе накаливания.

4. Результаты измерений записать в таблицу 9.4.

Таблица 9.4.

№ Опыта	I , ед	ΔI , ед	U , ед	ΔU , ед	R , ед	ΔR , ед
1.						
2.						
...						

5. Определите погрешности измерений напряжения и силы тока.

6. Постройте по значениям таблицы вольт-амперную характеристику лампочки и по ней определите R и погрешность его измерения для указанных преподавателем точек графика.

7. Сопоставьте результаты и сделайте вывод.

Дополнительное упражнение. Вольт-амперная характеристика черного ящика.

1. Снимите вольтамперную характеристику выданного вам «черного ящика» и нарисуйте схему электрической цепи, с помощью которой вы проводили измерения.

2. Изобразите полученную вольт-амперную-характеристику на графике.

3. Предложите вариант схемы электрической цепи, которая может располагаться внутри «чёрного ящика».

4. Определите сопротивление(я) резистора(ов) в «чёрном ящике».

Примечание. Электрическая цепь, находящаяся внутри «чёрного ящика», содержит не более 3-х элементов (это могут быть резисторы, диоды, лампочки), но только один из них нелинейный.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение понятий сила тока, напряжения, сопротивления.

2. Сформулируйте закон Ома для участка цепи и полной цепи, запишите формулы.

3. Укажите способы определения сопротивления при последовательном и параллельном соединении резисторов.

4. Что такое вольт-амперная характеристика и как она снимается.

5. Какие линейные и нелинейные элементы цепи вы знаете, в чем их особенности.

6. Укажите основные элементы электрической цепи и их обозначения.

7. Сформулируйте основные правила работы с амперметрами.

8. Сформулируйте основные правила работы с вольтметрами.

9. Сформулируйте основные правила работы с мультиметрами.

10. Сформулируйте и запишите в рабочую тетрадь основные правила работы с диодами и светодиодами.

Лабораторная работа № 10. ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Изучение законов постоянного тока и простейших приемов расчета разветвленных электрических цепей; определение удельного сопротивления материала проводника.

Приборы и принадлежности. Источник постоянного тока, два вольтметра, два амперметра, магазин сопротивлений, реостат, ключ.

Введение

В ходе эксперимента изучаются два способа измерений: в одном из них сопротивление определяют путем точного измерения тока, проходящего через искомое сопротивление, в другом – путем точного измерения напряжения на этом сопротивлении. Исследуются условия, при которых достигается максимальная точность измерения по каждому из рассмотренных способов, оценивается роль внутреннего сопротивления электроизмерительных приборов в том и другом случае. В ходе работы студенты должны научиться правильно выбирать и обосновывать оптимальный вариант эксперимента. Определение удельного сопротивления однородной изотропной металлической проволоки осуществляется косвенным путем из формулы

$$\rho = \frac{RS}{l},$$

где ρ – удельное сопротивление проволоки, R – активное сопротивление исследуемого отрезка, S – площадь поперечного сечения проволоки, l – длина отрезка.

При измерении этих величин наибольшие трудности вызывает экспериментальное определение активного сопротивления R отрезка проволоки. Для этого его включают в электрическую цепь постоянного тока, измеряют силу проходящего через него тока I и разность потенциалов (напряжение) между его концами U . Затем по закону Ома для однородного участка цепи рассчитывают сопротивление

$$R = \frac{U}{I}.$$

Сложность заключается в том, что невозможно составить такую электрическую цепь, которая состояла бы из амперметра, вольтметра и измеряемого сопротивления и позволяла бы одновременно определять точное значение силы тока через сопротивление и точное значение напряжения на нем. Существуют два простейших варианта схемы электрических цепей. Одна из них позволяет измерить точное значение силы тока через сопротивление (рис. 10.1), а другая – точную величину напряжения на нем (рис. 10.2).

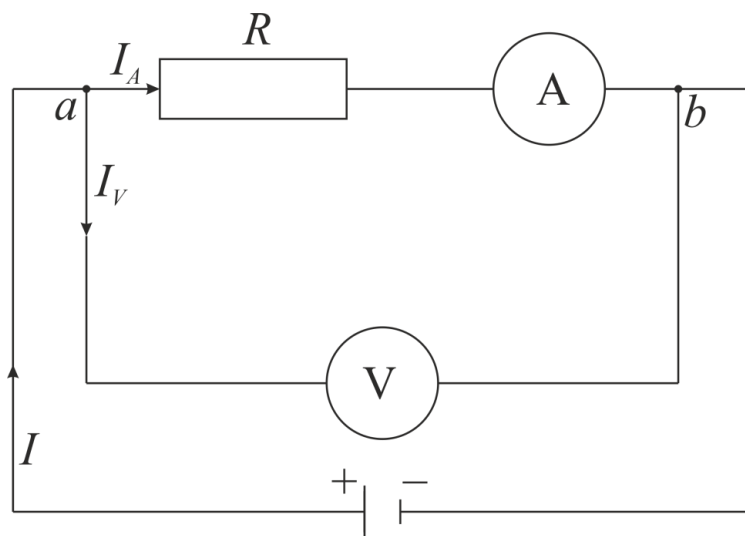


Рис. 10.1.

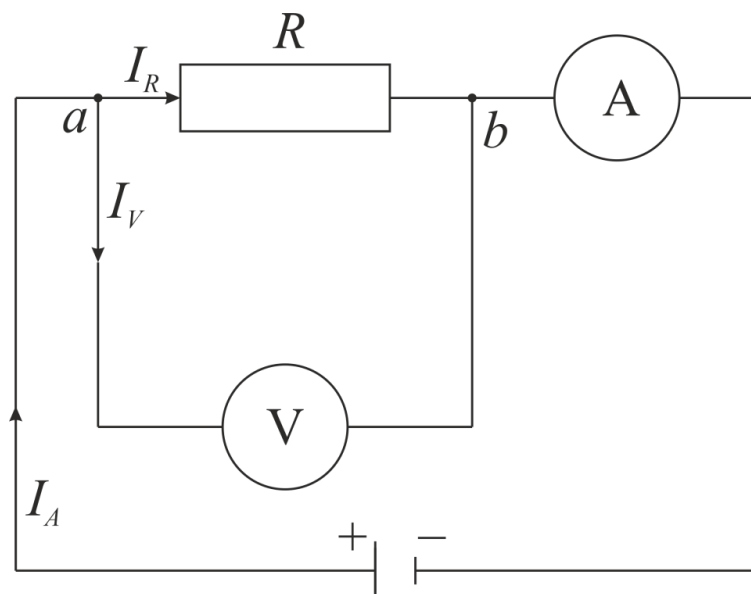


Рис. 10.2.

Амперметр на рис. 10.1. показывает силу тока, проходящего через сопротивление R . Однако вольтметр показывает напряжение на участке ab , а не на сопротивлении R . Вольтметр на рис. 10.2. показывает точную величину напряжения на сопротивлении R . Однако амперметр показывает силу тока в цепи, а не величину тока через сопротивление. Таким образом, ни в том, ни в другом случае нельзя найти сопротивление R , используя только показания вольтметра и амперметра: измерительные приборы, обладая внутренним сопротивлением, влияют на распределение токов и потенциалов в электрической цепи. Поэтому для расчета R необходимо наряду с показаниями приборов учитывать их внутренние сопротивления. Расчет производят используя закон Ома и правила Кирхгофа для разветвленных электрических цепей:

1) алгебраическая сумма сил токов, сходящихся в любом узле (узлом называется место соединения трех и более проводников), равна нулю, т.е.

$$\sum_{i=l}^n I_i = 0;$$

2) для любого замкнутого контура алгебраическая сумма произведений сил токов на сопротивления соответствующих участков цепи равна алгебраической сумме всех ЭДС, действующих в этом контуре:

$$\sum_{i=l}^n I_i R_i = \sum_{k=l}^m \mathcal{E}_k.$$

Для определения знаков электродвижущей силы \mathcal{E} и напряжений выбираем обход замкнутого контура по часовой стрелке. Если при обходе контура направление тока на участке цепи совпадает с обходом, то знак напряжения берется со знаком «плюс» (+), в противном случае – со знаком «минус» (-). Электродвижущие силы считаются положительными, если они создают ток, по направлению совпадающий с направлением обхода контура, в противном случае они считаются отрицательными. Сопротивления в электрических цепях могут быть соединены последовательно и параллельно.

Последовательным называют такое соединение элементов цепи, при котором во всех включенных в цепь элементах возникает один и тот же ток I . Недостаток последовательного включения элементов заключается в том, что при выходе из строя хотя бы одного элемента, прекращается работа всех остальных элементов цепи.

Параллельным называют такое соединение, при котором все включенные в цепь потребители электрической энергии, находятся под одним и тем же напряжением эквивалентная проводимость цепи равна арифметической сумме проводимостей отдельных ветвей. По мере роста числа параллельно включенных потребителей проводимость цепи $g_{\text{экв}}$ возрастает, и наоборот, общее сопротивление $R_{\text{экв}}$ уменьшается. По параллельно включенной схеме работают в номинальном режиме потребители любой мощности, рассчитанные на одно и то же напряжение. Причем включение или отключение одного или нескольких потребителей не отражается на работе остальных. Поэтому эта схема является основной схемой подключения потребителей к источнику электрической энергии.

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Исследование электрической цепи с параллельным соединением потребителей.

3. Определить размещение приборов на столе.
4. Собрать электрическую схему цепи (рис. 10.3), определить цену деления приборов и погрешность.
5. Установить заданные преподавателем параметры сопротивлений на магазинах.
6. Предъявить собранную схему для проверки преподавателю.
7. Включить источник (постоянного тока), установить при помощи реостата заданное напряжение по вольтметру результаты записать их в таблицу 10.1. Провести не менее трех измерений.
8. Записать показания амперметров в таблицу 10.1. Провести не менее трех измерений.
9. Убедиться, с учетом погрешностей, что

$$I = I_1 + I_2 + I_3; \quad P = P_1 + P_2 + P_3; \quad g = g_1 + g_2 + g_3;$$
$$g_i = \frac{1}{R_i}, i = 1, 2, 3; \quad g = \frac{1}{R};$$

$$I_i = \frac{U}{R_i}, i = 1,2,3; \quad I = \frac{U}{R}.$$

10. Сделать вывод.

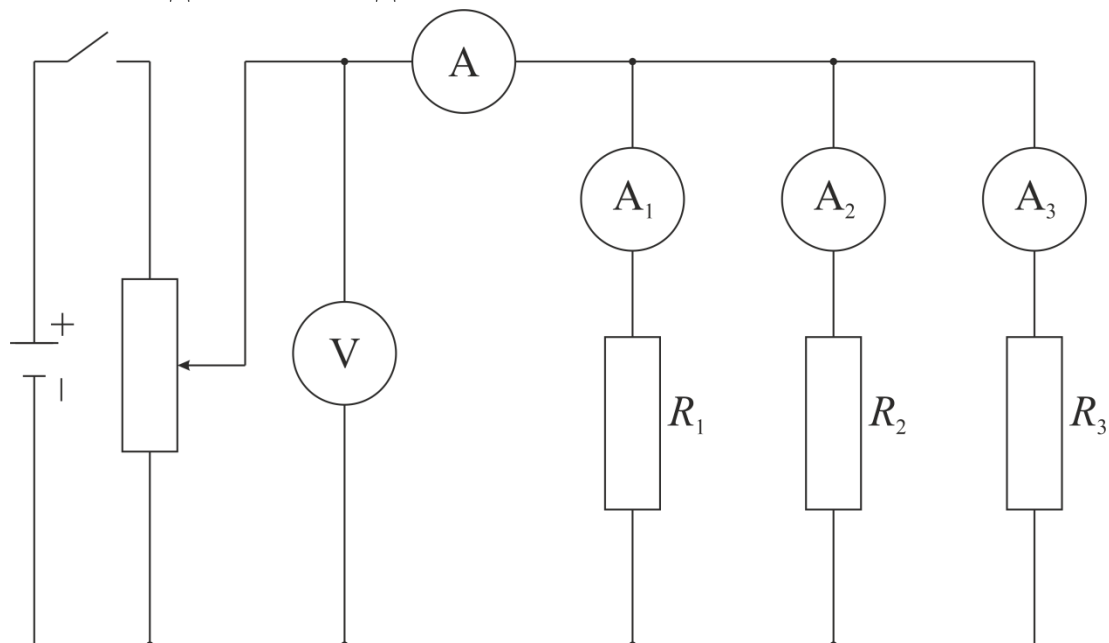


Рис. 10.3.

Таблица 10.1.

Резистор №1										
№ опыта	U , ед	ΔU , ед	I_1 , ед	ΔI_1 , ед	P_1 , ед	ΔP_1 , ед	R_1 , ед	ΔR_1 , ед	q_1 , ед	Δq_1 , ед
1.										
2.										
3.										
Среднее значение										
Резистор №2										
№ опыта	U , ед	ΔU , ед	I_2 , ед	ΔI_2 , ед	P_2 , ед	ΔP_2 , ед	R_2 , ед	ΔR_2 , ед	q_2 , ед	Δq_2 , ед
1.										
2.										
3.										
Среднее значение										

Продолжение таблицы 10.1.

Резистор №3										
№ опыта	U , ед	ΔU , ед	I_3 , ед	ΔI_3 , ед	P_3 , ед	ΔP_3 , ед	R_3 , ед	ΔR_3 , ед	q_3 , ед	Δq_3 , ед
1.										
2.										
3.										
Среднее значение										
Вся цепь										
№ опыта	U , ед	ΔU , ед	I , ед	ΔI , ед	P , ед	ΔP , ед	R , ед	ΔR , ед	q , ед	Δq , ед
1.										
2.										
3.										
Среднее значение										

Упражнение №2. Изучение свойств цепи со смешанным соединением потребителей.

1. Определить размещение приборов на столе,
2. Ключи K_1 и K_2 установить в положение «отключено».
11. Собрать электрическую схему цепи (рис. 10.4).
3. Определить цену деления приборов и погрешность.
4. Установить на магазин сопротивлений заданные преподавателем параметры сопротивлений и их данные записать в таблицу.
5. Предъявить собранную схему для проверки преподавателю.
6. Измерить вольтметром электродвижущие силы источников и записать в таблицу 10.2.
7. Включить K_1 , K_2 оставить разомкнутым, проверить работу приборов.
8. Записать показания амперметра A_1 и A_3 в таблицу 10.2. (контур $ABEFA$).

9. Для контура $ABEFA$ составить уравнение по второму закону Кирхгофа и определить внутреннее сопротивление r_1 источника \mathcal{E}_1 . Результаты записать в таблицу 10.2.

10. Отключить ключ K_1 , включить K_2 , проверить работу приборов.

11. Записать показания приборов A_2 и A_3 в таблицу 10.2. (контур $BCDEB$).

12. Для контура $BCDEB$ составить уравнение по второму закону Кирхгофа. Пользуясь составленным уравнением, определить внутреннее сопротивление r_2 источника \mathcal{E}_2 .

13. Результаты записать в таблицу 10.2.

14. Включить ключи K_1 и K_2 . Проверить работу приборов.

15. Записать показания амперметров A_1 , A_2 и A_3 в таблицу 10.2. (контур $ABCDEF$).

16. Для контура $ABCDEF$ составить уравнение по второму закону Кирхгофа подставить значения и убедиться, что $\sum \mathcal{E} = \sum I \cdot R$.

17. На основании опытных данных произвести проверку законов Кирхгофа с учетом погрешностей. Результаты записать в таблицу 10.2. Погрешности рассчитать отдельно.

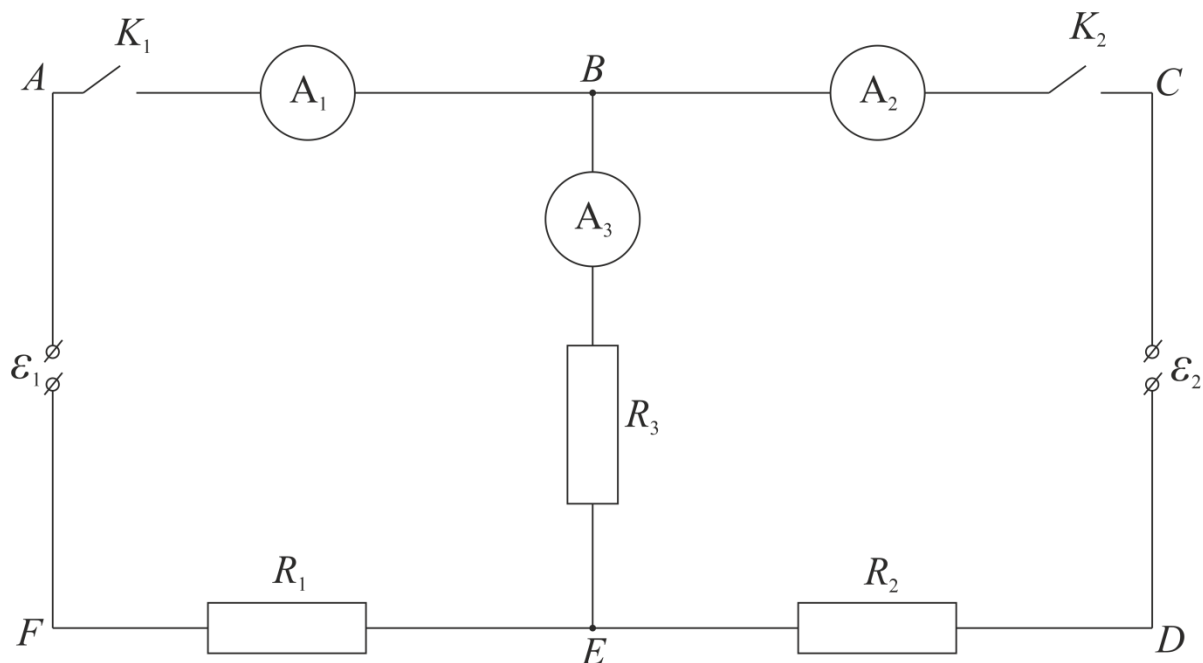


Рис. 10.4.

Таблица 10.2.

Контур	№ опыта	R_1	R_2	R_3	r_{01}	r_{02}	I_1	I_2	I_3	ΣI	E_1	E_2	ΣE	ΣIR	$I_3 R_3$	$I_1(R_1 + r_1)$	$I_1(R_1 + r_1)$
ABEFA	1.																
	2.																
	3.																
	Ср зн.																
BCDEB	1.																
	2.																
	3.																
	Ср зн.																
ABCDEFA	1.																
	2.																
	3.																
	Ср зн.																

Контрольные вопросы

1. Дайте определение понятий сила тока, напряжения, сопротивления.
2. Сформулируйте закон Ома для участка цепи и полной цепи, запишите формулы.
3. Какое соединение резисторов называют последовательным?
4. Как определить общее сопротивление резисторов при последовательном соединении?
5. Что называется проводимостью, и в каких единицах измеряется?
6. Чему равен общий ток цепи и напряжение на участках при последовательном соединении?

7. Как определить мощность на участках цепи и всей цепи при последовательном соединении?
8. Какое соединение резисторов называют параллельным?
9. Как определить общее сопротивление резисторов при параллельном соединении?
10. Чему равен общий ток цепи и напряжение на участках при параллельном соединении?
11. Как определить мощность на участках цепи и всей цепи при параллельном соединении?
12. Что называется ветвью, узлом, контуром в цепи?
13. Сформулируйте первый закон Кирхгофа и укажите область его применения.
14. Сформулируйте второй закон Кирхгофа и укажите область его применения.

Лабораторная работа № 11. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ ЛИНЗ И ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Изучение методов определения фокусных расстояний линз и оптических систем, знакомство с основными недостатками линз и способами их измерения.

Приборы и принадлежности. Оптическая скамья с ползунками, осветитель, предмет, собирающая и рассеивающая линзы, объектив, экран, миллиметровый масштаб (линейка), сферометр, штангенциркуль, набор диафрагм (щель, кольцо, полукруг и т.п.).

Введение

Преломление на сферической границе. На рис. 11.1 показан ход параксиальных (приосевых) лучей от точечного источника S_1 , через сферическую границу AA раздела двух сред с абсолютными показателями преломления n_1 , и n_2 . В точке S_2 получается изображение. Точка C называется центром кривизны сферической поверхности.

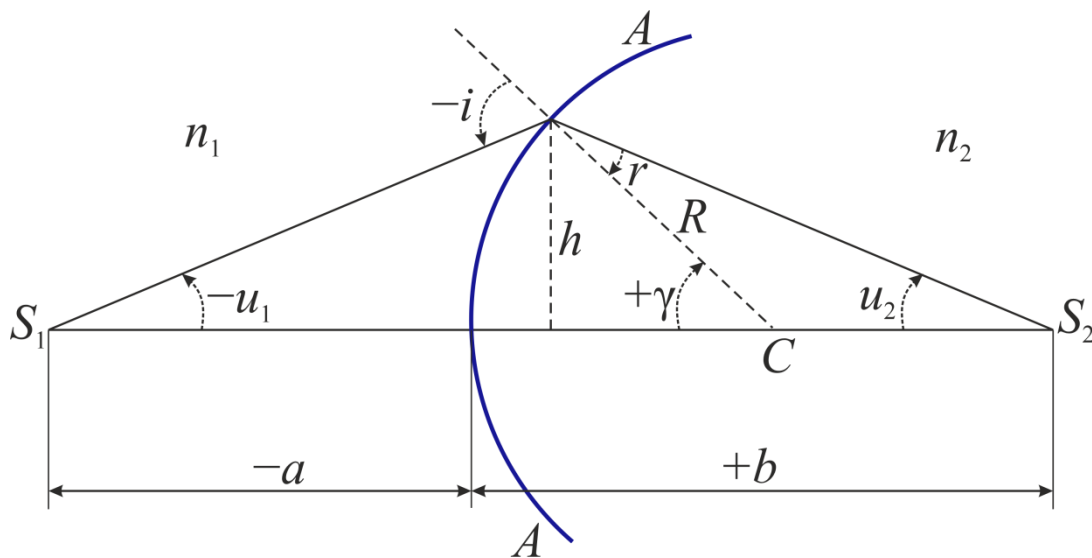


Рис. 11.1

Условимся отсчитывать расстояния от оптического центра сферической поверхности; отрезки, которые откладываются против хода лучей – со знаком «плюс»; углы будем отсчитывать от

оптической оси S_1S_2 или от радиуса кривизны R . Если отсчет идет по часовой стрелке, то угол будем записывать со знаком «плюс», против часовой стрелки – со знаком «минус»; i – угол падения, r – угол преломления.

Из рис. 11.1 видно, с учетом малости углов, что

$$\begin{cases} -i = \gamma - u_1, \\ \gamma = -r + u_2, \\ -u_1 \approx \frac{h}{-a}, \\ \gamma \approx \frac{h}{R}, \\ u_2 \approx \frac{h}{b}. \end{cases} \quad (1)$$

Закон преломления

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r$$

запишется для параксиальных лучей в виде

$$n_1 (u_1 - \gamma) = n_2 (u_2 - \gamma)$$

или

$$-n_1 u_1 + n_2 u_2 = \frac{n_2 - n_1}{R} h. \quad (2)$$

Точки S_1 и S_2 , являющиеся центрами гомоцентрических пучков, которые преобразуются этой системой, называются сопряженными точками. Соотношение (2) называется уравнением сопряженных точек. Величину

$$\frac{n_2 - n_1}{R} = D$$

называют оптической силой сферической поверхности. Для многих целей формуле (2) можно придать более удобный вид, если подставить в нее значения углов из (1):

$$\frac{n_1}{a} - \frac{n_2}{b} = \frac{n_2 - n_1}{R} \quad (3)$$

– это инвариант Аббе.

Перейдем к рассмотрению линз – важнейших элементов оптических систем.

Уравнение линзы. Линзой называется однородное тело, отличающееся по оптической плотности от окружающей среды, ограниченное двумя пересекающимися сферическими поверхностями. Реже эти поверхности имеют цилиндрическую, параболическую и

другую форму. Линия, проходящая через центры кривизны C_1, C_2 обеих поверхностей, называется главной оптической осью линзы. На рис. 11.2. приведен ход лучей в линзе, ограниченной сферическими поверхностями, радиусы кривизны и центры которых соответственно R_1, C_1 и R_2, C_2 . Показатель преломления среды, в которой находится линза обозначим через n_1 , показатель преломления линзы – через n_2 .

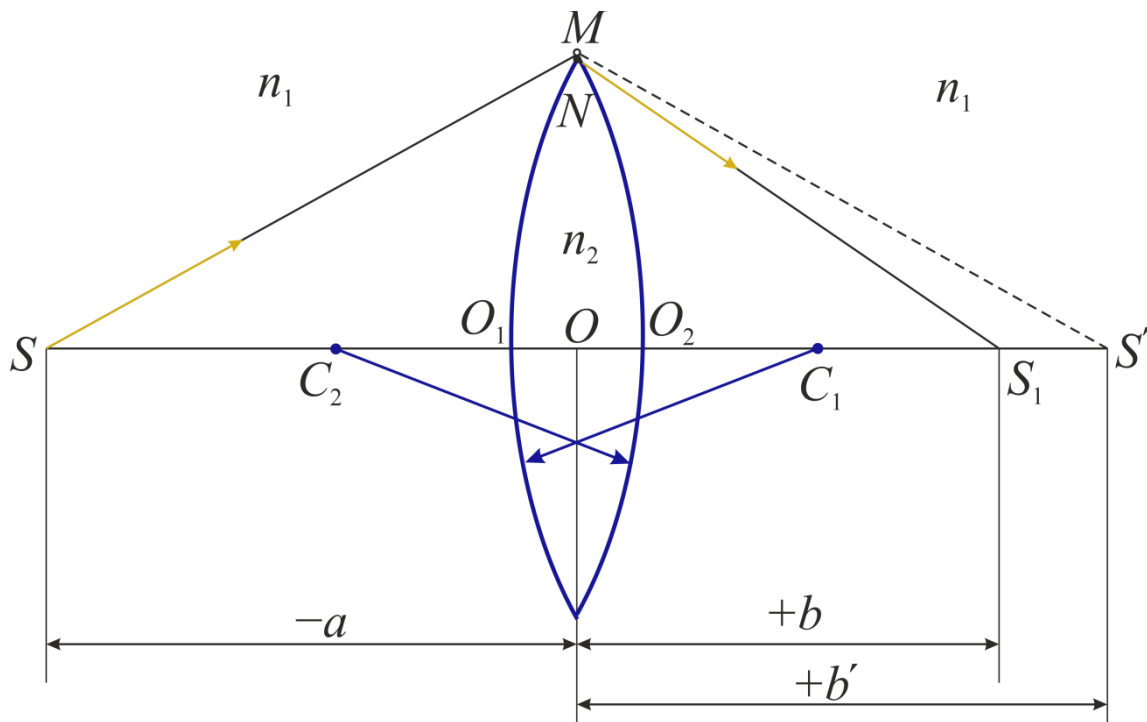


Рис. 11.2

В первую очередь рассмотрим *тонкую линзу*, толщина которой мала по сравнению с радиусами кривизны сферических поверхностей ($O_1 O_2 \ll R_1$). Тогда отсчет расстояния до предмета $-a$ и до изображения $+b$ можно вести практически от одной точки O – *оптического центра линзы*.

Лучи, исходящие от источника света S , лежащего на главной оптической оси, преломившись на передней поверхности линзы в точке M , пересекаются в некоторой точке S' , расположенной на расстоянии $+b'$ от оптического центра. Величина $+b'$ может быть найдена по общему правилу (3):

$$\frac{n_1}{a} - \frac{n_2}{b'} = \frac{n_1 - n_2}{R_1}$$

или

$$\frac{n_2}{b'} = \frac{n_1}{a} + \frac{n_2 - n_1}{R_1}. \quad (3a)$$

Точка S' является, таким образом, изображением точки S после преломления на первой поверхности. После преломления в точке N на второй поверхности лучи пойдут в направлении NS_1 . Точка S_1 является изображением точки S после прохождения всей линзы. Рассматривая S' как источник по отношению к задней поверхности, а S_1 как изображение, и применяя вновь общее правило (3), получим

$$\frac{n_2}{b'} - \frac{n_1}{b} = \frac{n_2 - n_1}{R_2}$$

или

$$\frac{n_2}{b'} = \frac{n_1}{b} + \frac{n_2 - n_1}{R_2}. \quad (3б)$$

Вычитая почленно равенства (3а) и (3б) и исключая тем самым величину b' характеризующую положение промежуточного изображения S' , получаем окончательно

$$\frac{n_1}{b} - \frac{n_1}{a} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} - \frac{n_2 - n_1}{R_2}. \quad (3в)$$

Вводя относительный показатель преломления $n = \frac{n_2}{n_1}$, можно формулу (3в) записать в виде

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (4)$$

Выражение (4) представляет собой уравнение тонкой линзы. Величина

$$D(n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} \quad (5)$$

называется *оптической силой линзы*, а обратная ей величина

$$D = \frac{1}{f}$$

главным фокусным расстоянием.

Если измерить фокусное расстояние f метрах, то оптическая сила линзы будет измеряться в *диоптриях*. Оптическая сила линзы равна 1 диоптрии, если ее фокусное расстояние равно 1 м.

При решении задач формулу (5) часто для удобства выражают в абсолютных величинах

$$\pm D = \pm \frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (5')$$

Если D и f получатся с «плюсом», то данная линза собирающая, если же с «минусом», то линза рассеивающая.

Пучок параллельных лучей, идущих от бесконечно удаленного источника ($a = -\infty$), сходится в так называемом фокусе линзы на расстоянии ($b = f$) от ее оптического центра. Лучи, исходящие из переднего фокуса линзы ($a = -f$), после преломлений пойдут параллельно главной оптической оси ($b = \infty$).

С учетом (5) уравнение линзы может быть написано в виде

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f}. \quad (6)$$

Из формул (4) – (6) видно, что основными величинами, которые характеризуют линзы, являются радиусы кривизны их поверхностей R_1 , и R_2 , главное фокусное расстояние f и показатель преломления линзы n .

Для двояковыпуклой (собирающей) линзы имеем

$$R_1 > 0, \quad R_2 < 0, \quad a < 0, \quad b > 0, \quad f > 0.$$

Следовательно, формула для абсолютного значения фокусного расстояния будет

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{a} = \frac{1}{f}. \quad (6a)$$

Двояковогнутая (рассеивающая) линза характеризуется следующими величинами

$$R_1 < 0, \quad R_2 > 0, \quad a < 0, \quad b < 0, \quad f < 0.$$

Следовательно,

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = -\frac{1}{f}. \quad (6б)$$

Кардинальные точки и плоскости оптической системы. В оптических приборах применяют системы нескольких линз, изготовленных из разных сортов стекла. Обычно используют *центрированные* оптические системы, в которых вершины и центры кривизны всех сферических поверхностей расположены на одной прямой, называемой оптической осью системы. Такие оптические системы близки к идеальным в случае использования параксиальных лучей, т.к. они сохраняют гомоцентричность пучка и изображают точку в виде точки (стигматичность изображения). Это свойство системы обеспечивает получение изображения подобного самому предмету.

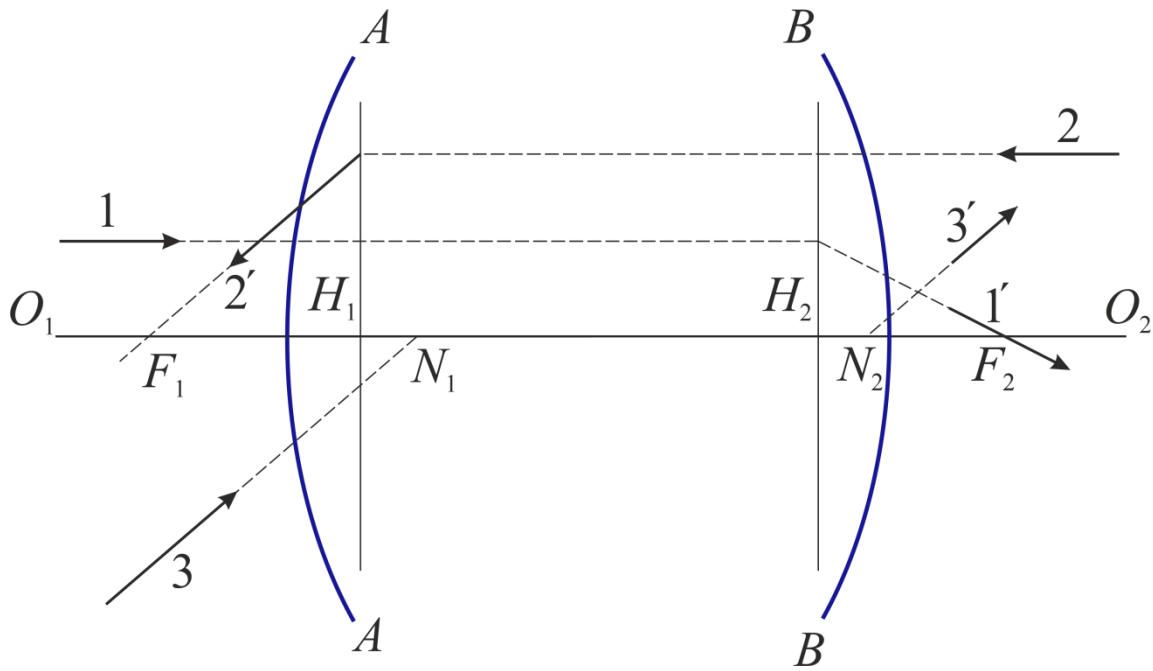


Рис. 11.3

Идеальная оптическая система обладает рядом кардинальных точек: двух фокусов, двух главных и двух узловых точек. Значение четырех кардинальных точек вполне определяет работу оптической системы, т.е. можем построить изображение любой точки, пользуясь только этими кардинальными точками, совершенно не рассматривая действительного хода лучей в данной оптической системе. Отметим свойства кардинальных точек и соответствующих плоскостей AA , BB (рис. 11.3).

1. Передний и задний фокусы системы F_1 и F_2 . Если на систему падает пучок лучей, параллельных оптической оси системы (лучи 1), то они соберутся в заднем фокусе системы F_2 ; если луч идет в обратном направлении (лучи 2), то лучи соберутся в переднем фокусе системы F_1 . Плоскости, проходящие через фокусы перпендикулярно оптической оси системы, называются фокальными плоскостями.

2. Главные точки системы H_1 и H_2 и главные плоскости (т.е. плоскости, проходящие через главные точки перпендикулярно оптической оси). Главные плоскости характеризуются линейным увеличением, равным $+1$. Найти главные плоскости можно следующим образом.

Рассмотрим луч 1, падающий на оптическую систему $AABV$ параллельно оптической оси O_1O_2 . После преломления его направление распространения будет $1'$. Точка пересечения лучей 1 и $1'$ лежит во второй главной плоскости. Рассмотрев луч 2, идущий в обратном направлении, можно получить положение первой главной плоскости. Расстояния

$$F_1H_1 = f_1, \quad F_2H_2 = f_2$$

от главных точек до фокусов называются фокусными расстояниями системы. Если данная оптическая система находится в среде с постоянным показателем преломления, то

$$|f_2| = |f_1|.$$

3. Узловые точки системы N_1 и N_2 . Если какой-либо луч 3 (или его продолжение) (рис. 11.3) проходит через первый узел N_1 , то после преломления в оптической системе этот луч (или его продолжение) будет выходить из второго узла N_2 в направлении параллельном направлению падающего луча (луч $3'$). Положение узлов относительно фокусов определяется соотношениями

$$F_1N_1 = f_2, \quad F_2N_2 = f_1.$$

Если система расположена в среде с постоянным показателем преломления, то узловые точки совпадают с главными. Перечисленные выше кардинальные элементы характерны и для толстых линз. В тонких линзах положения обеих главных и обеих узловых точек совпадают с центром линзы.

В настоящей работе исследуется в качестве сложной оптической системы объектив. При этом можно пользоваться методом, пригодным для толстых линз.

Недостатки (абберации) линз и оптических систем. В реальных линзах наблюдаются различные искажения изображения, объединяемые общим термином недостатки (или абберации) линз. К основным типам недостатков линз относится сферическая абберация, хроматическая абберация, астигматизм, дисторсия и кома. В данной работе изучаются первые два недостатка.

1. *Сферическая абберация.* На рис. 11.4 показан ход лучей от источника S , расположенного на оптической оси O_1O_2 собирающей линзы. Параксиальные лучи $1 - 1$, которые выделяются диафрагмой AA с небольшим круглым отверстием в центре, пересекают ось в точке S' на расстоянии f_0 от оптического центра линзы.

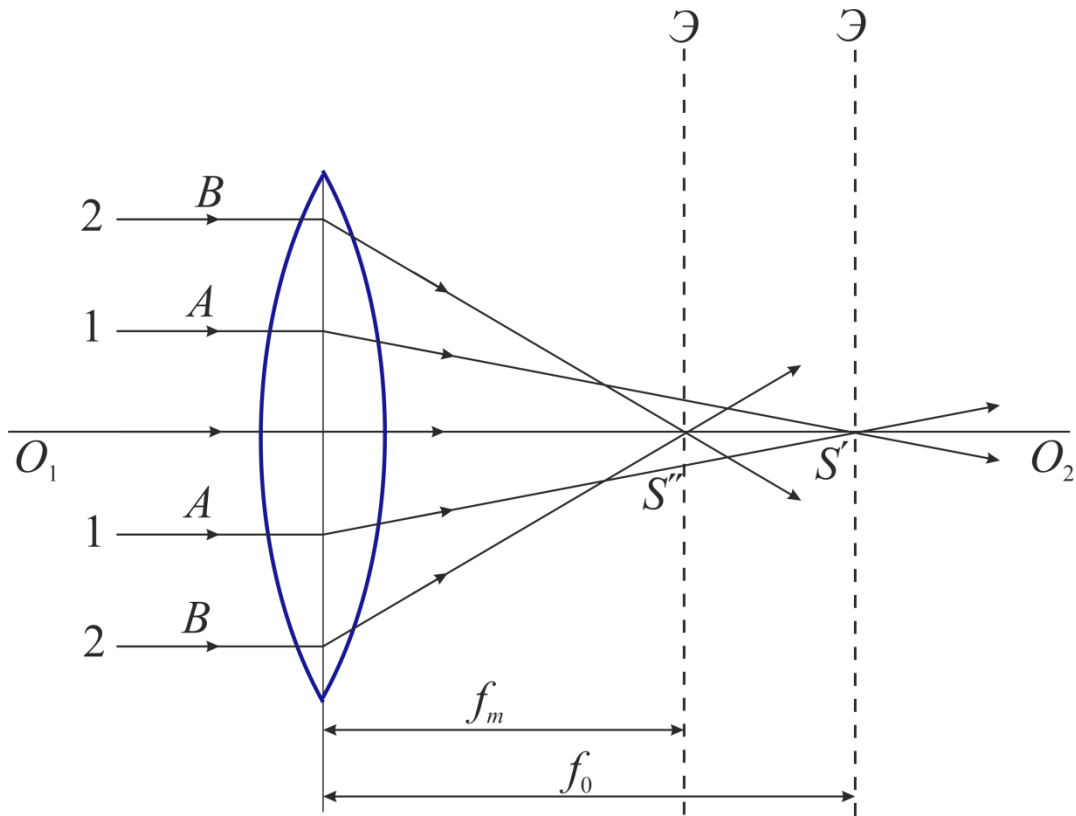


Рис. 11.4.

Заменим диафрагму AA другой диафрагмой BB с кольцевым отверстием. Краевые лучи $2-2$ сильнее отклоняются в линзе, чем параксиальные, и они пересекают ось в точке S'' на меньшем расстоянии f_m от линзы. Пересечение преломленных в линзе лучей $1-1$, $2-2$ и т.д. в разных точках (на рисунке точки S' и S'') называется *сферической aberrацией*. Изображением светящейся точки S будет не точка, а целый отрезок $S''S'$. Наличие сферической aberrации ведет к размытию изображения – на экране будет размытое пятно вместо точки.

Величина

$$\sigma = f_m - f_0$$

является мерой сферической aberrации и называется продольной сферической aberrацией.

Для собирающей линзы $\sigma < 0$, а для рассеивающей $\sigma > 0$. Это позволяет путем комбинирования линз устранять сферическую aberrацию. Уменьшить сферическую aberrацию можно и путем

ограничения ширины пучка. Например, при фотографировании для получения более контрастного изображения используют диафрагмы.

2. *Хроматическая aberrация.* Как следует из формулы (5), фокусное расстояние тонкой линзы f связано с относительным показателем преломления n вещества линзы. В свою очередь n зависит от длины волны λ падающего света, т.е. вещество линзы обладает определенной дисперсией.

Отсюда следует, что f является функцией λ . При падении на линзу белого света отдельные составляющие его монохроматические лучи будут фокусироваться в различных точках и изображение станет окрашенным. На рис. 11.5 показана схема хроматической aberrации в собирающей линзе. При нормальной дисперсии в стеклах слабее всего преломляются и имеют наибольшее фокусное расстояние f красные лучи, ближе всего к линзе расположен фокус фиолетовых лучей, а в промежутке располагаются фокусы для всех промежуточных цветов спектра. Экран, помещенный перпендикулярно к оптической оси, будет давать изображение точки в виде радужного кружка, чередование цветов в котором зависит от расположения экрана.

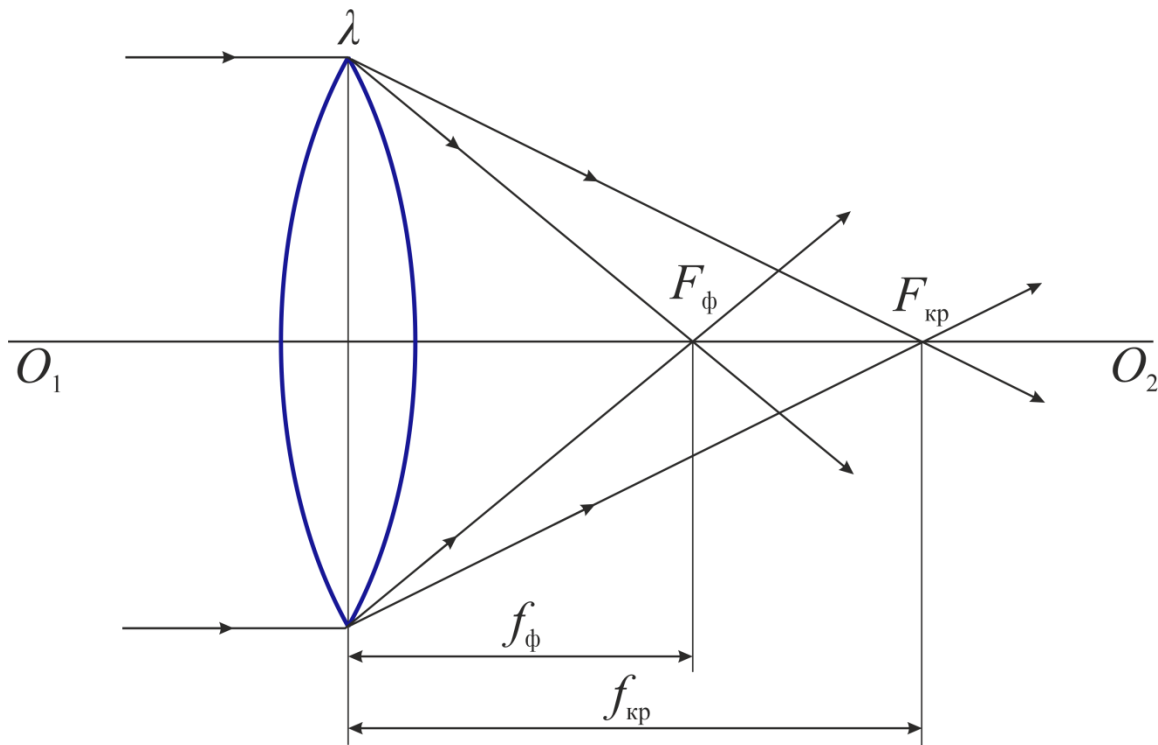


Рис. 11.5.

Рассмотренный недостаток линз носит название хроматической аберрации. Мерой хроматической аберрации является разность фокусных расстояний линзы

$$\rho = f_{\text{кр}} - f_{\text{ф}},$$

соответствующая определенным длинам волн падающего на нее света λ_1 и λ_2 (рис. 11.5). Для систем линз хроматическая аберрация может быть сведена к минимуму путем подбора комбинации линз из различных сортов стекла.

Фокусное расстояние тонкой линзы может быть определено несколькими способами с использованием оптической скамьи, представляющей собой металлический рельс длиной ≈ 2 м. Вдоль скамьи могут перемещаться на ползунках: осветитель (электрическая лампочка в металлическом кожухе), предмет (освещенное лампой матовое стекло с нарисованной на нем тушью стрелкой и сеткой), линзы и экран. Предмет, линзы и экран нужно установить так, чтобы их середины лежали на одной прямой, параллельной длине оптической скамьи, плоскость экрана была перпендикулярна к длине оптической скамьи, а ось линзы – ей параллельна. Ползунки имеют указатели, позволяющие определить положение предмета и экрана по миллиметровому масштабу (линейке), расположенному вдоль оптической скамьи.

Определение фокусного расстояния выпуклой и вогнутой линз производятся несколько различно, поэтому удобнее будет рассмотреть эти случаи отдельно. Применительно к собирающей линзе рассматривается три способа, применительно к рассеивающей – один.

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Определение фокусного расстояния собирающей линзы.

Первый способ. Определение фокусного расстояния линзы по величинам расстояний предмета и изображения от линзы. Этот способ основан на применении формулы линзы (6а), откуда

$$f = \frac{a \cdot b}{a + b}, \quad (7)$$

где a и b – соответственно расстояния от линзы до предмета и его изображения на экране.

Измерения. Предмет и экран располагают на достаточно большом расстоянии друг от друга вдоль оптической скамьи. Между ними устанавливают двояковыпуклую линзу, затем передвигают ее по скамье до тех пор, пока не получат на экране отчетливого изображения предмета (стрелки). Отсчитав по линейке, расположенной вдоль скамьи, расстояния a и b , передвигают крайние ползунки в другое положение и повторяют те же измерения.

Так как визуальная оценка резкости изображения является неточной, то измерения рекомендуется повторять не менее пяти раз. Одну часть измерений следует произвести при увеличенном изображении предмета ($b > a$), другую часть – при уменьшенном изображении его ($b < a$). Из каждого отдельного измерения по формуле (7) вычисляют фокусное расстояние линзы и из полученных результатов находят его среднее значение. Рассчитывают оптическую силу линзы.

Результаты внести в таблицу 11.1.

Таблица 11.1.

№№	a	b	f	$f_{\text{cp}}(\text{м})$	$D = \frac{1}{f_{\text{cp}}} (\text{дптр})$

Вычислить абсолютную и относительную погрешность измерения фокусного расстояния.

В этом упражнении следует убедиться в том, что форма изображения предмета не зависит от формы и величины диафрагм (щель, кольцо, полукруг и т.п.), которые можно помещать по ту или другую сторону линзы.

Проследить также за влиянием диафрагмирования линзы на резкость даваемого ею изображения.

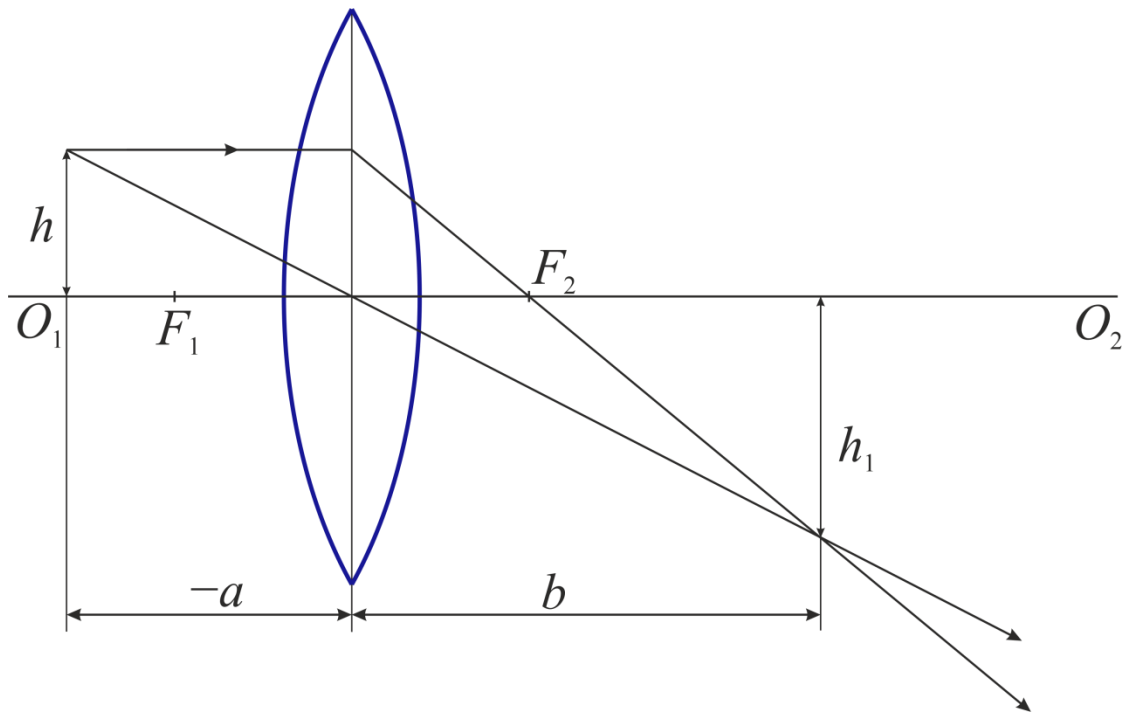


Рис. 11.6

Второй способ. Определение фокусного расстояния линзы по величине предмета и его изображения и по расстоянию от линзы.

Если обозначить величину предмета через h , величину его изображения через h_1 и расстояния их от линзы соответственно через a и b , то между этими величинами, как видно из рис.6, имеет место соотношение

$$\frac{h}{-h} = \frac{-a}{b}$$

или

$$\frac{h}{h_1} = \frac{a}{b}$$

Определяя отсюда a и подставляя его в формулу (7), получаем искомое выражение для

$$f = \frac{h}{h + h_1} \cdot b. \quad (8)$$

Измерения. Расположение приборов на оптической скамье остается тем же, что и в первом случае. Устанавливают линзу в такое положение, чтобы на экране получилось сильно увеличенное отчетливое изображение предмета (стрелки). Линейную величину изображения h_1 , измеряют по масштабу (сетке) на экране, линейную

величину предмета h – при помощи миллиметровой линейки. Измерив расстояние b от изображения до линзы по масштабу оптической скамьи, находят фокусное расстояние по формуле (8).

Измерения следует повторить не менее пяти раз при различных расстояниях между предметом и его изображением. Все полученные результаты внести в таблицу 11.2.

Таблица 11.2.

№№	b	h	h_1	f	$f_{\text{ср}}$	$D = \frac{1}{f_{\text{ср}}}$

Вычислить относительную погрешность измерения фокусного расстояния по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta b}{b} + \frac{\Delta h_1}{h_1 + h} + \Delta h \left| \frac{h_1}{h(h_1 + h)} \right|, \quad (9)$$

где $h > 0$, $h_1 > 0, b > 0$. Формулу получить самостоятельно. Вычислить абсолютную погрешность

$$\Delta f = \varepsilon \cdot f_{\text{ср}}.$$

Третий способ (способ Бесселя). Определение фокусного расстояния линзы по величине ее перемещения.

Если расстояние от предмета до изображения, которое обозначим через D_0 , больше $4f$, то всегда найдется два таких положения линзы I и II , при которых на экране получается отчетливое изображение предмета: в одном случае увеличенное, в другом – уменьшенное (рис.11.7. а, б).

Нетрудно видеть, что при этом оба положения линзы будут симметричны относительно середины расстояния между предметом и изображением ($a_1 = b_2$). Действительно, воспользовавшись уравнением (7), можно написать для первого и второго положений линзы (рис. 11.7)

$$f = \frac{(D_0 - d - b_2)(d + b_2)}{D_0}$$

и

$$f = \frac{(D_0 - b_2)b_2}{D_0}.$$

Приравняв правые части этих уравнений, найдем

$$b_2 = \frac{(D_0 - d)}{2}.$$

Подставив это значение в выражение

$$a_1 = D_0 - d - b_2,$$

легко найдем, что

$$a_1 = \frac{(D_0 - d)}{2},$$

т.е. что действительно оба положения линзы находятся на равных расстояниях от предмета и изображения и следовательно, симметричны относительно середины расстояния между предметом и изображением. Вследствие этого в первом положении (рис. 11.7а) расстояния от предмета и изображения до линзы равны соответственно:

$$a_1 = \frac{D_0 - d}{2}, \quad b_1 = \frac{D_0 + d}{2}.$$

Подставляя эти величины в формулу (7) и учитывая, что $a_1 < 0$, найдем:

$$f = \frac{(D_0 - d)(D_0 + d)}{4D_0}$$

или

$$f = \frac{D_0^2 - d^2}{4D_0}. \quad (10)$$

Этот способ является принципиально наиболее точным, общим и пригодным как для тонких, так и для толстых линз. Действительно, когда в предыдущих случаях пользовались для расчета величинами a и b , то подразумевали отрезки, измеренные до центра линзы; на самом же деле следовало эти величины измерять от соответствующих главных плоскостей линзы, определение положений которых довольно затруднительно. В способе же Бесселя эта ошибка исключается благодаря тому, что в нем измеряется не расстояние от линзы, а лишь величина ее перемещения.

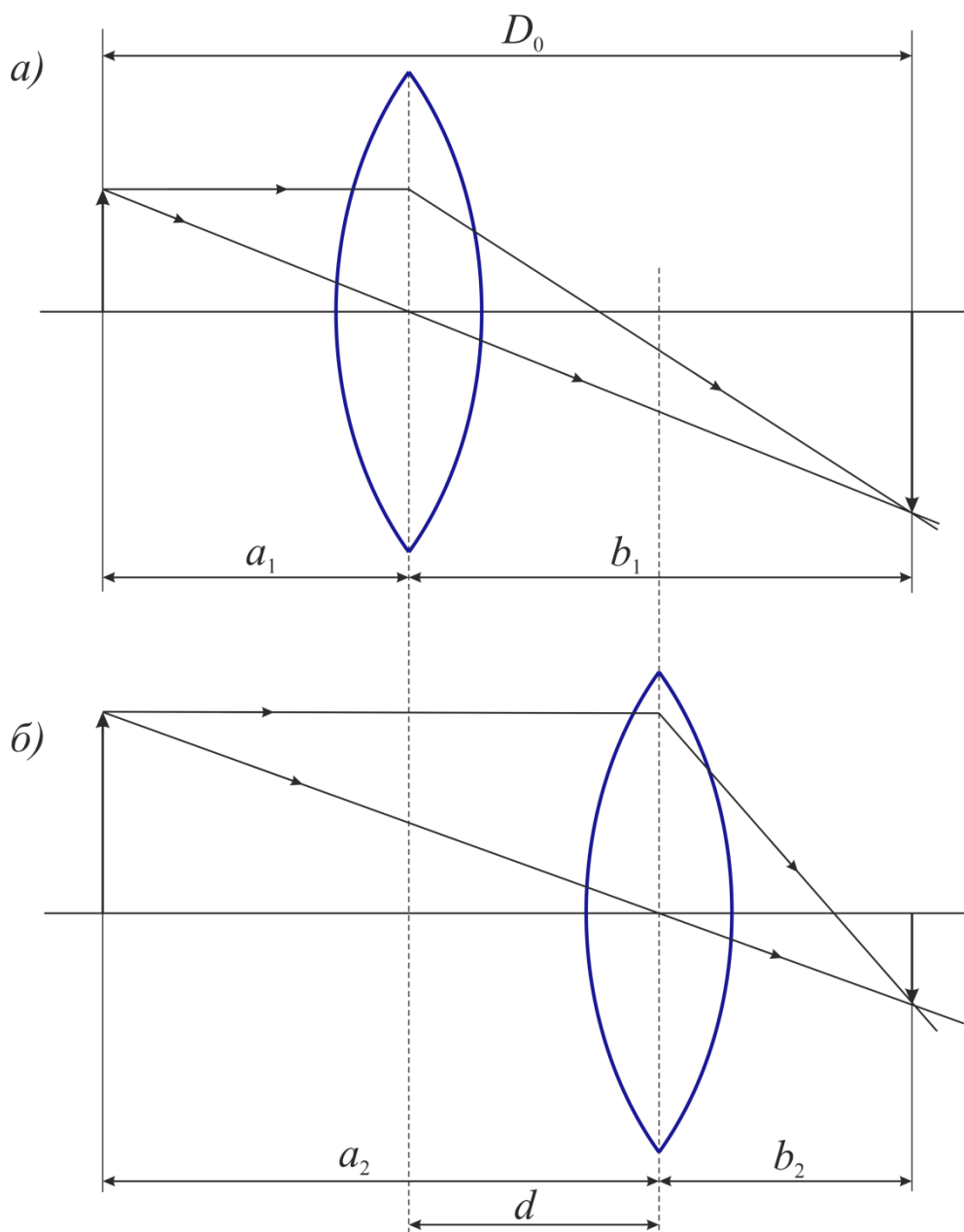


Рис. 11.7

Измерения. Предмет и экран устанавливают на расстоянии D_0 большем четырех фокусных расстояний линзы (значение f берут из предыдущих опытов). Линзу помещают между предметом и экраном и находят такое ее положение, при котором на экране получается отчетливое изображение предмета, например, увеличенное. Это положение линзы фиксируют, затем находят второе положение линзы, при котором на экране получается уменьшенное изображение предмета.

Определив величину перемещения линзы d и расстояние между предметом и экраном D_0 , находят по формуле (10) фокусное расстояние линзы. Измерения повторить не менее пяти раз, сместив линзу, и вновь устанавливая ее для получения одного увеличенного, а другого уменьшенного изображения предмета. Результаты свести в таблицу 11.3.

Таблица 11.3.

№№	D_0	d	f	$f_{\text{ср}}$	$D = \frac{1}{f_{\text{ср}}}$

Вычислить относительную погрешность измерения фокусного расстояния по формуле

$$\varepsilon = \frac{\Delta f}{f} = \frac{2D_0\Delta D_0}{D_0^2 - d^2} + \frac{2d\Delta d}{D_0^2 - d^2} + \frac{\Delta D_0}{D_0}. \quad (11)$$

Формулу получить самостоятельно. Вычислить абсолютную погрешность:

$$\Delta f = \varepsilon \cdot f_{\text{ср}}.$$

Упражнение 2. Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы.

Фокусное расстояние рассеивающей линзы можно определить по расстоянию предмета и его изображения от линзы. Однако описанные выше способы здесь неприменимы, т.к. рассеивающая линза не дает действительного изображения. Используем в качестве вспомогательной собирающую линзу.

Пусть точка A (рис. 11.8) является изображением светящейся точки S , получаемым при помощи собирающей линзы L_1 . Если поставить между линзой L_1 и точкой A рассеивающую линзу L_2 на расстоянии меньшем ее фокусного расстояния, то изображение светящейся точки S переместится из точки A в точку B . Вследствие обратимости лучей в оптических системах мы можем считать, что лучи света выходят из точки B и распространяются в обратном направлении. Тогда точка A будет мнимым изображением точки B после преломления лучей в рассеивающей линзе L_2 . Обозначая расстояния BL_2 и AL_2 соответственно через a и b и принимая во

внимание. что в данном случае a , b и f имеют отрицательный знак, получаем согласно формуле (7) выражение для абсолютного значения фокусного расстояния рассеивающей линзы:

$$f = \frac{ab}{a - b}, \quad (12)$$

где $a > 0$, $b > 0$.

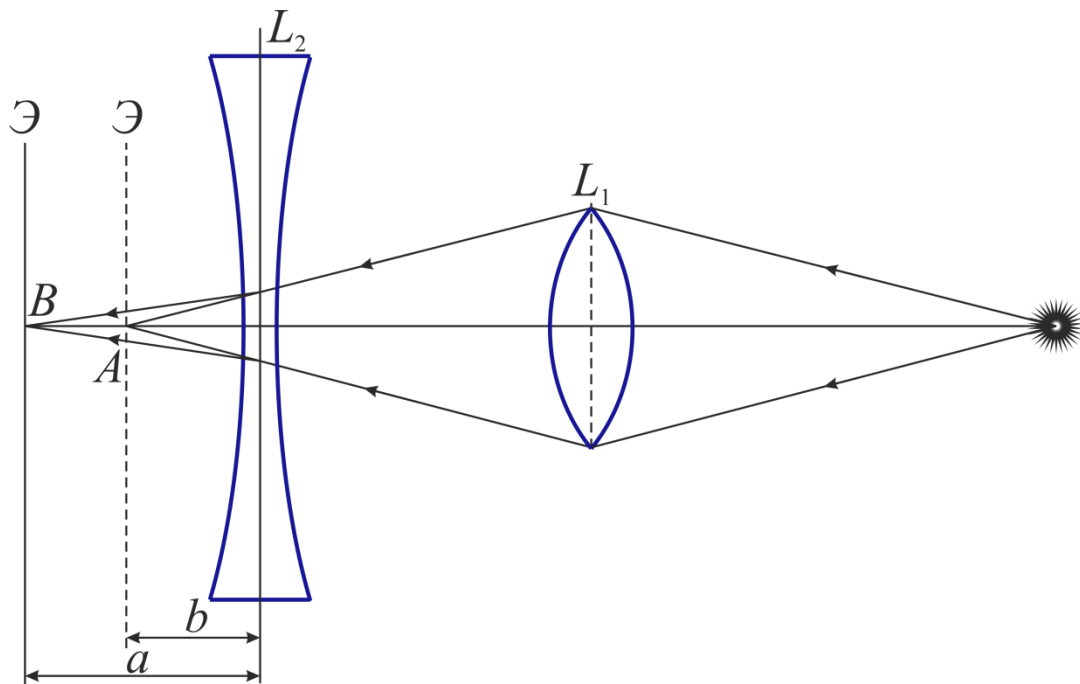


Рис. 11.8

Измерения.

1. На оптическую скамью ставят ползунки с осветителем, собирающей линзой и экраном и, перемещая последний, получают отчетливое изображение предмета (стрелки). Сделав отсчет этого положения экрана по масштабу оптической скамьи, сдвигают экран в сторону и вновь находят изображение предмета. Таких установок и отсчетов делают не менее пяти и взяв из них среднее арифметическое, определяют положение точки A .

2. Отодвинув экран влево, ставят на скамью рассеивающую линзу и находят отчетливое изображение предмета. (Собирающая линза должна оставаться на прежнем месте). Замечают положение рассеивающей линзы. Сдвигая экран, повторяют установку и отсчеты не менее пяти раз; взяв среднее из полученных результатов, находят положение точки B .

Из этих данных определяют расстояния $AL_2 = b$ и $BL_2 = a$ и по формуле (12) вычисляют фокусное расстояние рассеивающей линзы. Результаты записываются в таблицу 1. Прежде чем приступить к определению положения точек A и B , рекомендуется убедиться, получается ли при данном расположении приборов отчетливое действительное изображение предмета при одновременной работе обеих линз. Вычислить относительную ошибку по формуле

$$\varepsilon = \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b} + \frac{\Delta a}{a-b} + \frac{\Delta b}{a-b}. \quad (17)$$

Формулу вывети самостоятельно. Вычислить абсолютную ошибку

$$\Delta f = \varepsilon \cdot f_{\text{ср}}.$$

Упражнение 3. Определение фокусного расстояния толстой линзы (объектива).

Фокусное расстояние толстой линзы может быть определено несколькими способами с использованием оптической скамьи, предмета в виде освещенной сетки и стрелки на матовом стекле, зрительной трубы и экрана.

Первый способ. На оптической скамье располагается предмет объектив, зрительная труба, устанавливаемая на бесконечность. Для установки трубы на бесконечность она наводится на какой-либо объект, удаленный от нее на расстояние более 20м; перемещением окуляра добиваются четкого изображения объекта, в этом положении фиксируется окуляр. Не рекомендуется при установке трубы на бесконечность использовать объект, находящийся за оконным стеклом, так как в этом случае возможны ошибки за счет непараллельности поверхностей стекла.

Предмет устанавливают таким образом, чтобы было видно через объектив и трубу четкое изображение. Определяют положение предмета относительно какой-либо точки объектива; плоскость, в которой расположен предмет, является фокальной плоскостью. Расположение второй фокальной плоскости определяется таким же способом, при повороте объектива на 180° . Затем устанавливают предмет, объектив и экран так, чтобы увеличение было равно единице. В этом случае

$$|a| = |b| = 2f.$$

Фокусное расстояние определяется отрезком между предметом (или его изображением) и соответствующей фокальной плоскостью.

Второй способ. Измеряют увеличение объектива $\frac{h_2}{h_1}$, и отрезки x_1 и x_2 (рис. 11.9). Расчёт ведётся по формулам:

$$f_1 = x_1 \frac{h_2}{h_1}, f_2 = x_2 \frac{h_2}{h_1}$$

или

$$f_2 f_1 = x_1 x_2.$$

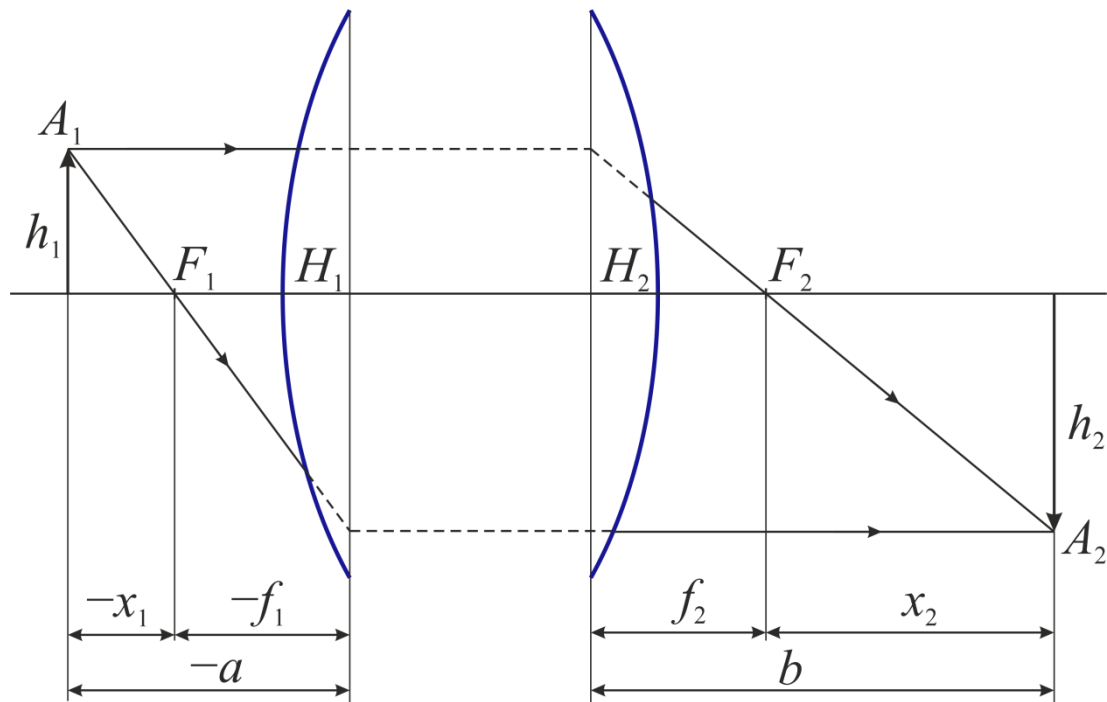


Рис. 11.9

Третий способ. На объектив направляется параллельный пучок света. Для получения параллельного пучка перед источником устанавливается круглая диафрагма, которая размещается в фокальной плоскости собирающей линзы. Установка диафрагмы производится с помощью трубы, настроенной на бесконечность. При правильном расположении через зрительную трубу видно четкое изображение диафрагмы. После линзы размещается исследуемый объектив. На экране, расположенном в фокальной плоскости объектива, получается изображение диафрагмы. Если поворачивать объектив относительно вертикальной оси, то изображение будет смещаться в фокальной плоскости. Можно найти такую ось, при вращении вокруг которой изображение смещаться не будет. Такая ось лежит в узловой плоскости.

Постройте в масштабе схему объектива, указав расположение главных плоскостей, фокусов и внешних поверхностей.

Четвертый способ. Определение фокусного расстояния толстой линзы (объектива) провести по способу Бесселя (третий способ из упр.1), т.к. он одинаково пригоден как для тонких, так и для толстых линз. В этом случае можно обойтись без зрительной трубы (рис. 11.7, формула 10).

Упражнение 4. Изучение сферической и хроматической aberrации линзы.

Сферическая aberrация. Между источником света и собирающей линзой помещают круглую диафрагму AA (рис 11.4) с не большим отверстием, выделяющим узкий параксиальный пучок. Передвигая экран Σ , добиваются резкою изображения источника в точке S' ; отмечают положение экрана.

Между источником и линзой помещают кольцевую диафрагму BB и, получив резкое изображение источника, замечают положение экрана в точке S'' . Далее определяют величину продольной сферической aberrации $\sigma = f_0 - f_m$ (рис. 11.4). Измерения повторяют не менее пяти раз.

Если воспользоваться несколькими диафрагмами с различными диаметрами кольцевых прорезей, то можно последовательно определить ряд значений f_i , вычислить соответствующие aberrации $\sigma_i = f_0 - f_i$ и построить график зависимости σ_i от диаметров кольцевых диафрагм.

Хроматическая aberrация. Между источником света и собирающей линзой помещают диафрагму с небольшим круглым отверстием, выделяющим узкий параксиальный пучок. Перед источником устанавливают красный светофильтр и получают резкое изображение источника на экране (рис 11.5). Отмечают положение экрана и измеряют фокусное расстояние $f_{кр}$.

Затем помещают фиолетовый светофильтр и находят такое положение экрана, чтобы на нем получилось резкое изображение источника. Отмечают это положение экрана и измеряют расстояние $f_{ф}$. Вычисляют хроматическую aberrацию $\rho = f_{кр} - f_{ф}$.

Если воспользоваться несколькими светофильтрами, то можно определить ряд значений f_i и построить график зависимости f от длины волны λ . (Для каждого фильтра указана λ).

Упражнение 5. Определение относительного показателя преломления собирающей линзы, её светосилы и величины относительного отверстия.

1. Измерить сферометром радиусы кривизны поверхностей собирающей линзы R_1 и R_2 .

2. Зная фокусное расстояние линзы f из упражнения 1 (способ Бесселя) и пользуясь формулой (5), вычислить относительный показатель преломления линзы n .

3. Измерить штангенциркулем диаметр входного отверстия собирающей линзы d_0 .

4. Вычислить светосилу линзы $\frac{d_0^2}{f^2}$ и величину относительного отверстия $\frac{d_0}{f}$.

5. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 11.4.

Таблица 11.4.

№№ пп	Измерено			Вычислено			
	R_1	R_2	d_0	F	n	$\frac{d_0^2}{f^2}$	$\frac{d_0}{f}$

Контрольные вопросы

1. Дайте определение оптического центра, оптической оси, фокальной плоскости и главных фокусов линзы.

2. Постройте изображение в выпуклой линзе, если предмет находится:

- между фокусом и точкой $2f$;
- между фокусом и линзой;
- за двойным фокусным расстоянием;
- точно на двойном фокусном расстоянии и в фокусе.

Приведите примеры практического использования перечисленных расположений предмета относительно оптической системы.

3. Как получается изображение в рассеивающих линзах при таких же расположениях предмета, как в вопросе 2?

4. Почему определение фокусного расстояния для собирающей линзы по способу Бесселя считается наиболее точным и общим?

5. Дайте понятие стигматического изображения, гомоцентричности и параксиальности светового пучка, понятие луча.
6. Выведите формулу тонкой линзы и проанализируйте её.
7. Что такое оптическая сила линзы и светосила? Как подсчитать оптическую силу комбинации 2-х линз:
 - а) сложенных вплотную,
 - б) находящихся на некотором расстоянии друг от друга?
8. Какие существуют недостатки при построении изображений в линзе? Каким образом оптические системы исправляют от искажений изображения?
9. Для какой цели применяют при фотографировании светофильтры?
10. Почему для увеличения глубины резкости фотообъектива его нужно диафрагмировать?
11. Какие линзы используются для изготовления очковых стекол для близоруких и дальнозорких глаз?
12. Два склеенных между собой часовых стекла опущены в воду. Какая это будет линза? Собирающая или рассеивающая?
13. Дайте понятие о центрированной оптической системе (главные и узловые точки, главные и фокальные плоскости). Выполните построение в такой системе.

Лабораторная работа № 12. ПРОВЕРКА ЗАКОНОВ ОСВЕЩЕННОСТИ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЛАМПЫ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Изучение законов фотометрии и исследование светового поля источника. Знакомство с устройством фотоэлементов.

Приборы и принадлежности. Оптическая скамья; две ползущие для фотоэлемента и лампы; фотоэлемент с гальванометром и диафрагмами; лампа с колпаком, заменяющая точечный источник света; лампа, установленная на диске с делениями; реостат, вольтметр на 15 вольт, трансформатор на 12 вольт, люксметр.

Введение

Свет или оптическое излучение представляет собой электромагнитные волны с длиной волны примерно от 400 до 800 нм. Средняя величина энергии, переносимая световыми волнами через поверхность за единицу времени, называется потоком лучистой энергии через эту поверхность (или мощностью излучения).

Поток лучистой энергии, который оценивается по его воздействию на нормальный человеческий глаз, адаптированный к свету, называют световым потоком Φ .

Глаз имеет неодинаковую чувствительность к потокам с различными длинами волн. При дневном освещении глаз наиболее чувствителен к спектральному потоку с длиной волны 555 нм (при сумеречном зрении – 507 нм.) Отношение спектрального потока излучения с длиной волны 555 нм к спектральному потоку, который имеет другую волну, но вызывает такое же зрительное ощущение, что и первый поток (т.е. с длиной волны 555 нм), называют относительной чувствительностью глаза или относительной видимостью V_λ . Графически зависимость V_λ от λ представлена на рис. 12.1

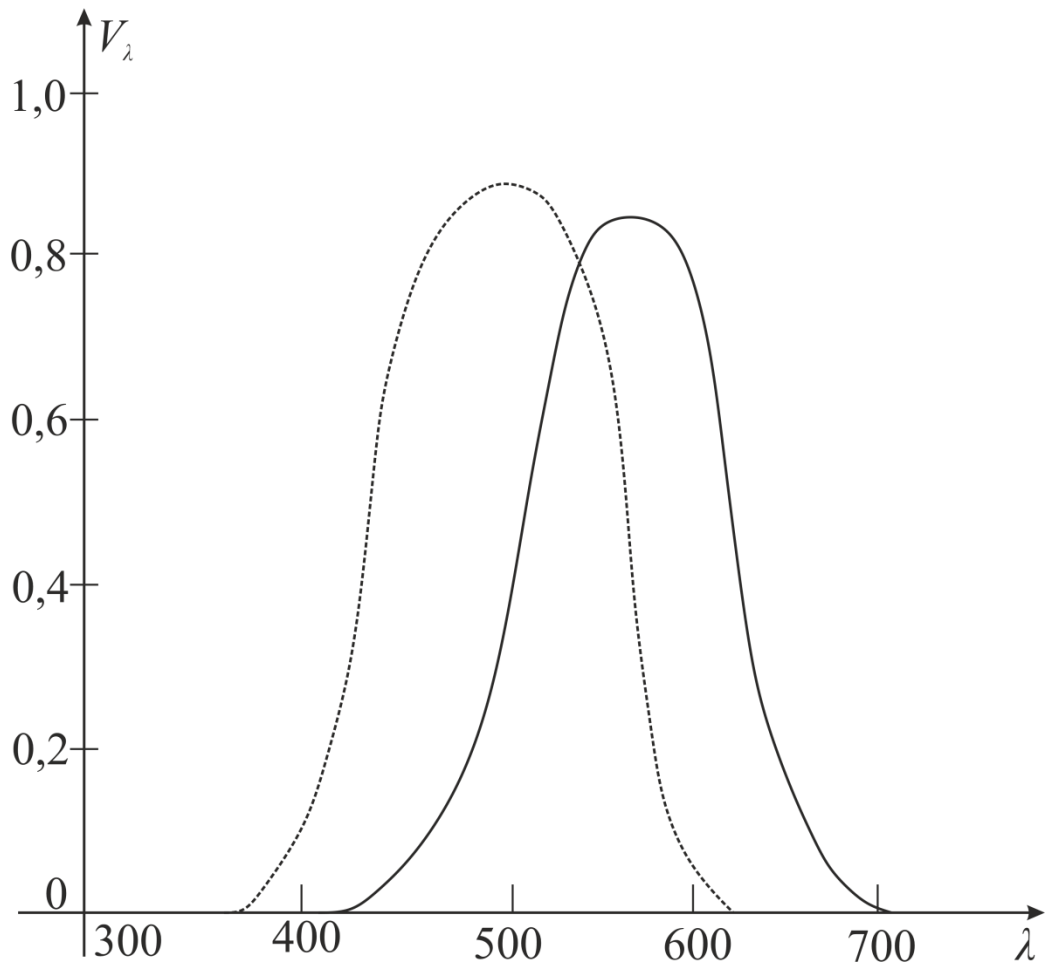


Рис. 12.1

Абсциссами кривой видности служат длины волн λ , а ординатами – относительные чувствительности глаза V_λ , т.е. величины, обратно пропорциональные мощностям монохроматического излучения, дающим одинаковые зрительные ощущения.

Можно записать

$$V_\lambda = \frac{\beta}{\Phi},$$

где V_λ – относительные чувствительности глаза (функция видности), Φ – величина монохроматического светового потока, β – коэффициент пропорциональности, который можно легко определить, исходя из максимального значения функции V_λ (условно равного 1). Если длину волны, при которой, $V_\lambda = 1$ обозначить через λ_0 (как выше отмечено $\lambda_0 = 555$ нм), то

отсюда

$$\frac{\beta}{\Phi(\lambda_0)} = 1,$$

Следовательно

$$\beta = \Phi(\lambda_0).$$

$$V_\lambda = \frac{\Phi(\lambda_0)}{\Phi(\lambda)}.$$

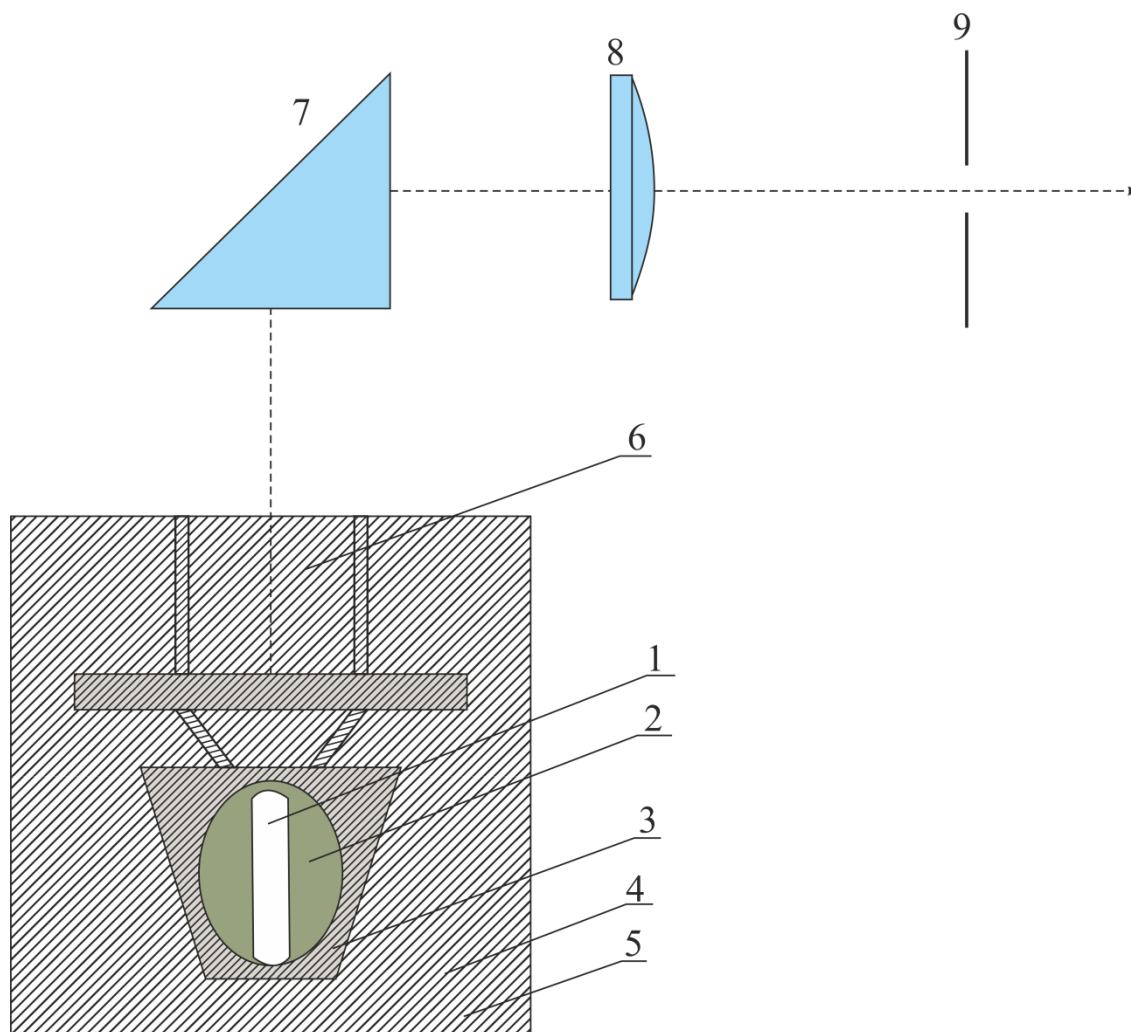


Рис. 12.2.

Для измерения светового потока Φ применяется единица люмен. 1 люмен – это световой поток, излучаемый стандартным источником специальной конструкции при температуре затвердевания платины из отверстия с площадью $\frac{1}{60\pi} \text{ см}^2 (5,305 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2)$. Схематическое устройство светового эталона, поверхность которого удовлетворяет

условиям абсолютно черного тела, приходится на рис. 12.2. На этом рисунке 1 – трубка из плавленной окиси тория, заполненная окисью магния; 2 – тигель из плавленной окиси тория; 3 – платина; 4 – кварцевый сосуд с засыпкой 5 из окиси тория; 6 – смотровое окно; 7 – призма полного отражения; 8 – объектив; 9 – диафрагма. Кварцевый сосуд нагревается индукционной высокочастотной печью. При излучении световых и лучистых(энергетических) потоков в большинстве случаев используются следующие величины: силы света I , освещенность E , яркость B и светимость R . При определении световых характеристик потока его величина выражается в люменах; при определении энергетических характеристик – в единицах мощности.

Измерением световых и энергетических (лучистых) потоков, или других величин, связанных с потоками, занимается фотометрия. Для этой цели используются приборы, называемые фотометрами. Наиболее распространенные методы можно разделить на три группы: визуальные, фотографические и электрические. При визуальных методах в качестве регистрирующего прибора используется глаз, в фотографических методах – фотопластинки, фотопленки. В электрических – гальванометры, осциллограф, электронные потенциометры с автоматической записью и т.д. В данной работе используется электрический метод.

Законы фотометрии. В основе фотометрических измерений лежат два закона освещенности:

1. Освещенность поверхности точечным источником (при перпендикулярном падении лучей) света прямо пропорционально квадрату расстояния поверхности от источника. Это так называемый закон обратных квадратов.

Пусть имеем источник силой света I , свет от которого распространяется равномерно во всех направлениях. Опишем около него, как около центра, сферу радиуса R и рассмотрим освещенность поверхности S , являющейся частью сферы (рис. 12.3). На поверхность S падает световой поток Φ , равномерно распределенный внутри телесного угла ω .

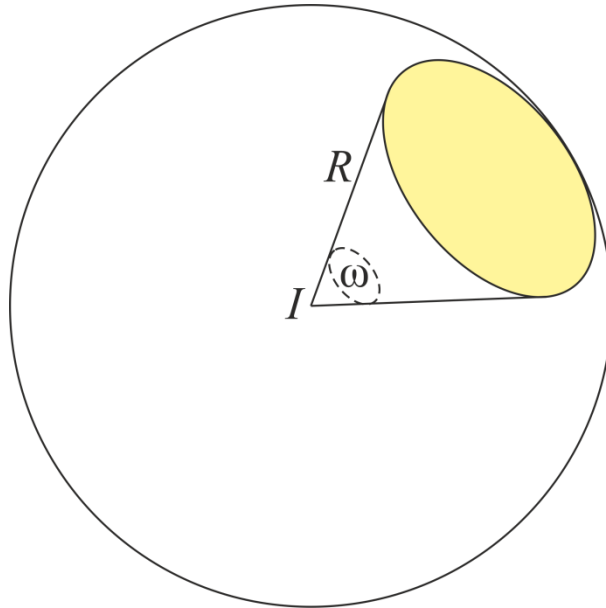


Рис. 12.3.

Тогда освещенность в любой точке поверхности будет иметь выражение

$$E = \frac{\Phi}{S}.$$

Поскольку поток Φ равняется $\Phi = I\omega$, то

$$E = \frac{I\omega}{S}.$$

Величину телесного угла в стерadians найдем из соотношения

$$\omega = \frac{S}{R^2},$$

в результате чего окончательно получим

$$E = \frac{I}{R^2}.$$

2. Освещенность создаваемая на площадке световым потоком, падающим наклонно, пропорциональна косинусу угла падения лучей. Доказать это легко, исходя из геометрических соображений (рис. 12.4). На рис. 12.4 один и тот же световой поток Φ параллельных лучей падает один раз на площадку S_0 , другой раз на площадку S_1 . Освещенность площадки S_0

$$E_0 = \frac{\Phi}{S_0}.$$

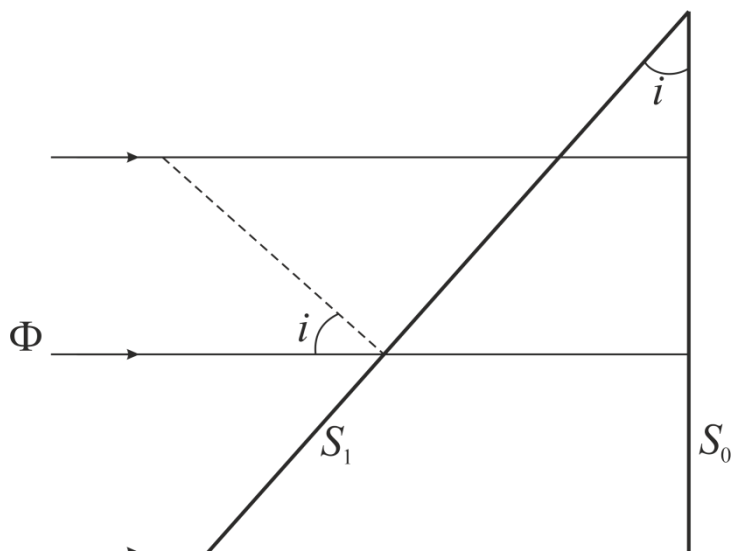


Рис. 12.4.

Для площадки S_1 имеем

$$E_1 = \frac{\Phi}{S_1}.$$

Так как $S_0 = S_1 \cos i$, то

$$E_1 = \frac{\Phi}{S_0} \cos i.$$

Окончательно

$$E_1 = E_0 \cos i.$$

На основании этих двух законов можно написать общее выражение для освещенности некоторой поверхности в произвольной точке

$$E = \frac{I}{R^2} \cos i.$$

где I – сила света точечного источника, i – угол падения лучей света, R – расстояние от источника света до выбранной точки поверхности.

Первый закон строго справедлив, если источник точечный и если он излучает во всех направления одинаково, равномерно. Обычно лампы излучают во всех направлениях неравномерно. Целью работы и является проверка законов освещенности и исследование светораспределения лампы.

Фотоэлементы. Основным прибором в этой задаче является фотоэлемент, предназначенный в соединении с гальванометром для оценки освещенности. Вся эта установка носит особое название – люксметр. Действие фотоэлемента основано на так называемом

фотоэлектрическом эффекте, т.е на явлении, заключающемся в том, что световые кванты, падая на атомы вещества, могут вырывать из них электроны. В зависимости от судьбы вырванных электронов различают два вида фотоэффекта. Если оторванные от атомов электроны не покидают пределов тела, явление носит название внутреннего фотоэффекта. Если же вырванные электроны покидают пределы тела, т.е вылетают в вакуум или газ, то имеем дело с внешним фотоэффектом.

Кроме того, существует фотоэффект, наблюдающийся при освещении соприкасающихся слоев металла и полупроводника. Для появления этого фотоэффекта на границе между полупроводником и металлом должен существовать «запирающий слой» – движение электронов в этом слое возможно только в одном направлении (униполярная проводимость). Такие фотоэлементы называются вентильными.

Схематическое устройство и принцип действия одного из распространенных вентильных фотоэлементов заключается в следующем (рис. 12.5).

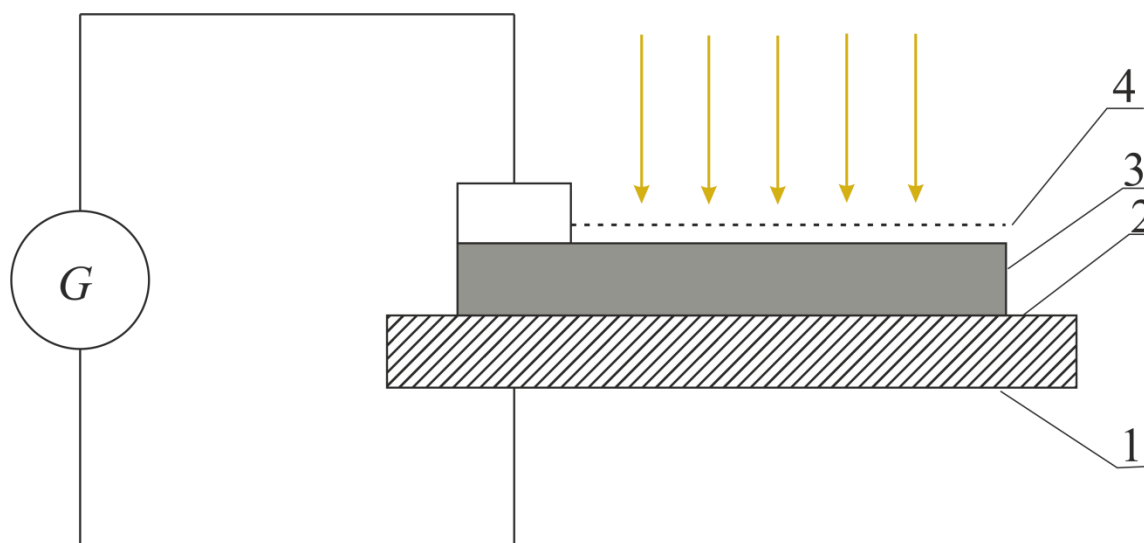


Рис. 12.5.

На металлическом электроде 1 расположен слой селена 2, на поверхность которого нанесен полупрозрачный слой золота 4, играющий роль второго электрода. При соответствующей термической обработке на границе селена и золота образуется запирающий слой 3. Свет, проходя через полупрозрачный слой

золота, вырывает из атомов селена электроны, которые через запирающий слой переходят в слой золота. Благодаря этому золото заряжается отрицательно, и между железным электродом и золотом появляется электродвижущая сила. При замыкании фотоэлемента на внешнее сопротивление в цепи пойдет ток I_{ϕ} от железного электрода к золоту (рис. 12.5).

Можно отметить общие свойства вентильных фотоэлементов.

1. Характерной чертой фотоэлементов с запирающим слоем является зависимость фототока I_{ϕ} не только от освещенности E , но и от внешнего сопротивления. При освещенности до 300 лк при небольших внешних сопротивлениях (до 250-300 Ом) зависимость между силой фототока и световым потоком линейная, т.е

$$I_{\phi} = k \cdot \Phi,$$

где $k = const$. При увеличении освещенности и внешнего сопротивления линейная зависимость нарушается.

2. Фотоэлемент с запирающим слоем обладает инертностью, т.е фотоэлемент не сразу реагирует на изменение светового потока.

3. Вентильные фотоэлементы обладают селективным фотоэффектом. Для большинства из них чувствительность имеет максимум, лежащий в зеленой части спектра. Для селена максимум приходится на длину волны 540 нм. Так как глаз обладает максимумом чувствительности на свет длиной волны 500 нм, то селеновые фотоэлементы подходят для фотометрирования («фотоэлемент заменяет глаз»). Чувствительность таких фотоэлементов довольно велика (порядка 500-600 мА/лм).

4. Для работы фотоэлементов с запирающим слоем не требуется батарея (для вакуумных или газонаполненных фотоэлементов батарея необходима).

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Проверка закона обратных квадратов.

1. Установите на оптической скамье ползушки с фотоэлементом и источником света. На фотоэлемент устанавливается диафрагма диаметром 20 мм. На лампочку одевается колпак с малым отверстием для того, чтобы лучи, отраженные от баллона лампы, не попадали на фотоэлемент. Вся эта установка уже смонтирована внутри трубы.

2. Присоедините фотоэлемент к гальванометру.

3. Установите фотоэлемент на расстоянии 20 см от лампочки и, открыв заслонку на его колпаке, точно измерьте получившееся отклонение стрелки гальванометра.

4. Увеличивая расстояние между фотоэлементом и лампочкой скачками по 20 см, измерьте соответствующие отклонения стрелки гальванометра.

5. Повторите все измерения в обратном порядке, т.е уменьшая расстояние между фотоэлементом и лампочкой, затем вновь определите нулевую точку гальванометра.

6. Взяв среднее отклонение для каждого расстояния, вычислите их отношения. При соблюдении закона обратных квадратов отклонения стрелки гальванометра должны относиться как

$$I: \frac{I}{4} : \frac{I}{9} : \frac{I}{16} : \frac{I}{25} \dots$$

Этот ряд легко получить, приняв первое отклонение стрелки гальванометра за единицу и разделив на него все остальные. Но в виду того, что погрешность первого отклонения гальванометра вследствие малости расстояния наибольшая, полученный таким образом ряд будет значительно расходиться с теоретическим. По той же причине не рекомендуется вычислять отношения к последнему отклонению стрелки гальванометра. Лучше всего принять за единицу одно из средних отклонений, например, 2-е или 3-е. Вычисленный таким образом ряд должен быть близким к ряду:

$$I: \frac{I}{4} : \frac{I}{9} : \frac{I}{16} : \frac{I}{25} \dots$$

7. По полученным значениям отклонений гальванометра постройте график зависимости освещенности от расстояния

$$E = f(R)$$

и сравните его с графиком идеального закона обратных квадратов. Так как этот график не дает возможности судить точно об отклонениях от закона обратных квадратов, то постройте график зависимости логарифмов освещенности $\ln R$. Эта зависимость теоретически должна быть линейной, поэтому все отклонения от неё, а, следовательно, от закона квадратов, будут сразу заметны.

Примечание. Селеновый фотоэлемент под действием сильных источников света быстро утомляется (падает его чувствительность), поэтому не следует его оставлять на сильном свете без диафрагмы.

Упражнение 2. Проверка второго закона освещенности.

1. Установите фотоэлемент на расстоянии 30 см от точечного источника света с диафрагмой диаметром 10 мм так, чтобы лучи падали на него нормально, и запишите отклонение гальванометра I_Φ . Выше было сказано, что величины I_Φ пропорциональны Φ . Учитывая зависимость

$$E = \frac{\Phi}{S},$$

получим

$$I_\Phi \sim E_{\text{эксп}}.$$

2. Поверните фотоэлемент так, чтобы угол падения лучей i составлял 30° , и снова запишите показания гальванометра I_Φ .
3. Прodelайте то же при падении лучей под углом 45° .
4. Результаты измерений сведите в таблицу 12.1.

Таблица 12.1

Угол падения, i	Отклонение гальванометра, I_Φ	Экспериментальная освещенность, $(E_i)_{\text{эксп}}$	Теоретическая освещенность $(E_i)_{\text{теор}}$

Сравните $(Ei)_{\text{эксп}}$ с теоретически рассчитанной освещенностью $(Ei)_{\text{теор}}$, которую следует вычислять, исходя из того, что отношение освещенности поверхности лучами, падающими под углом i , к освещенности этой поверхности нормально падающими лучами равно косинусу угла падения лучей. В самом деле, если

$$E_0 = \frac{I}{R^2}, \quad E_1 = \frac{I}{R^2} \cos i,$$

тогда

$$(Ei)_{\text{теор}} = E_0 \cos i.$$

Упражнение 3. Определение светораспределения лампы.

1. Соберите электрическую цепь, пользуясь схемой, изображенной на рис. 12.6. Напряжение на лампочку подать 8 В.

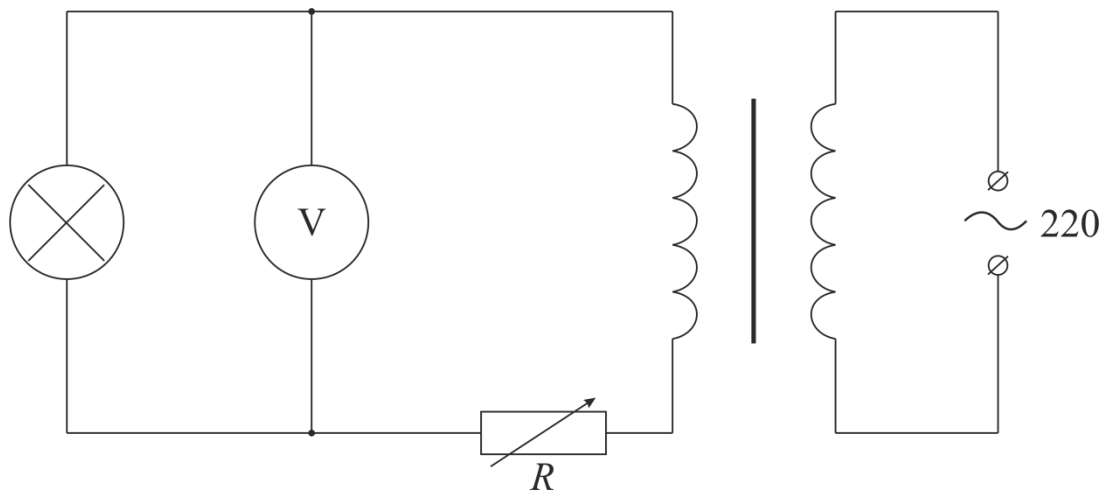


Рис. 12.6.

2. Исследуемую лампу установить на нулевое деление шкалы, поместив ее горизонтально. На рис. 12.7 изображено приспособление, позволяющее вращать лампу около вертикальной оси AC .

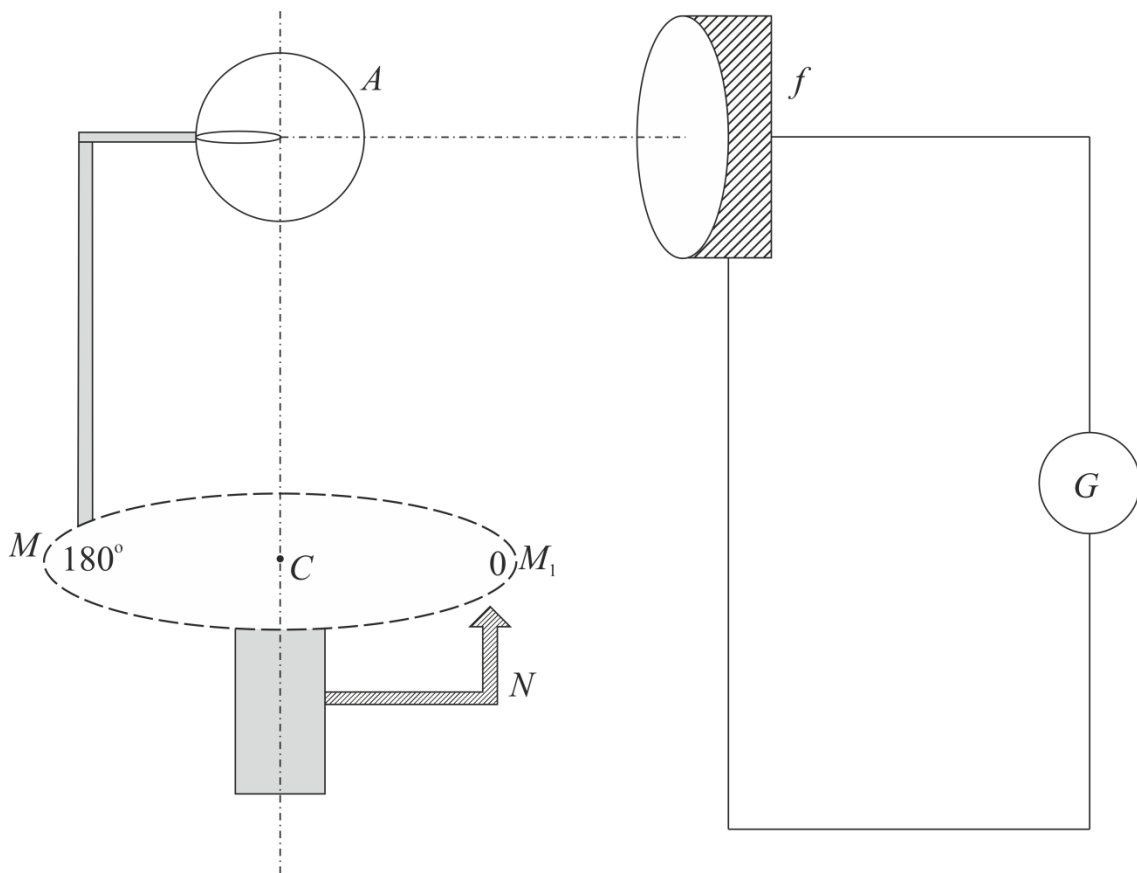


Рис. 12.7.

Диск MM_1 с делениями на градусы вращается вместе с лампой, углы поворота i отсчитываются по неподвижному указателю N ; нулевое деление диска диаметрально противоположно точке M , в которой стойка лампы прикреплена к диску.

3. Установите лампу так, чтобы нулевое деление диска пришлось противуказателя N . На расстоянии 40 см от лампы на одной горизонтали поместите фотоэлемент, замкнутый на гальванометр с диафрагмой 2 см.

4. Освещая фотоэлемент и поворачивая лампу в обе стороны на 10, 20, 30, ..., 180 градусов, каждый раз измеряют поток I_Φ , пропорциональный освещенности фотоэлемента

$$I_\Phi \sim E,$$

т.к. $E = \frac{I}{R^2}$, где I – сила света источника, а $R = const$, то фототок I_Φ пропорционален силе света I в данном направлении, т.е.

$$I_\Phi \sim I.$$

5. Вычислите силу света I в каждом направлении по формуле

$$I = E \cdot R^2,$$

учтя, что при данной диафрагме одно деление гальванометра (I_Φ) соответствует освещенности E в 1 люкс.

6. Результаты измерений сведите в таблицу 12.2.

Таблица 12.2.

Угол поворота лампы, i	Освещенность фотоэлемента, E	Сила света лампы, I

7. Вычертите в полярных координатах кривую зависимости силы света от угла поворота лампы

$$I = f(i),$$

откладывая по радиусу-вектору силу света I в канделах.

Упражнение 4. Измерение освещенности лаборатории, создаваемой естественными источниками, лампами накаливания

и люминесцентными лампами, с помощью фотоэлектрического люксметра Ю-116.

Согласно паспортным данным погрешность люксметра не превышает $\pm 100\%$ от измеряемой величины. Люксметр состоит из измерителя, селенового фотоэлемента типа Ф-102 и поглотителей к фотоэлементу (насадки К,Т; К,Р; К,М).

Измеритель люксметра представляет собой магнито-электрический прибор (стрелочный) с подвижной частью на растяжках. На корпус фотоэлемента надевается поглотитель, который позволяет расширить основные пределы измерения.

Перед измерением необходимо

- 1) расположить измеритель горизонтально;
- 2) проверить, находится ли стрелка на нулевом делении шкалы, и в случае необходимости при отключенном фотоэлементе подправить положение стрелки корректором;
- 3) подключить фотоэлемент к измерителю, соблюдая полярность, указанную на зажимах;
- 4) в зависимости от величины, измеряемой освещенности, выбирают соответствующие пределы измерения;
- 5) если величина измеряемой освещенности не известна, то нужно начинать с установки на фотоэлемент насадок К, Т, т.е насадок с максимальным поглощением света;
- 6) показания прибора в делениях по соответствующей шкале умножают на коэффициент пересчета шкалы, указанной в табл. 12.3 в зависимости от применяемых насадок (К, М, Р, Т);
- 7) при нажатии кнопок левого ряда пользоваться шкалой 0 – 30 (лк); при нажатии кнопок правого ряда – шкалой 0 – 100 (лк).
- 8) При окончании измерения
 - а) отсоедините элемент от измерителя люксметра;
 - б) наденьте на фотоэлемент насадку Т;
 - в) уложите фотоэлемент в крышку футляра.

Таблица 12.3

Диапазон измерений (лк)	Условное обозначение насадок на фотоэлемент	Коэффициент пересчета шкалы
5-30	Без насадок,с	1

17-100	открытым фотоэлементом.	
50-300 170-1000	К, М	10
500-300 1700-10000	К, Р	100
5000-30000 17000-100000	К, Т	1000

Контрольные вопросы

1. Перечислите основные фотометрические величины (энергетические и световые), единицы их измерения и дайте их определения.

2. Что такое кривая видности? Её назначение? Как с помощью кривой видности перейти от энергетических к световым величинам?

3. Как устроен световой эталон?

4. Дайте вывод первого и второго закона освещённости.

5. Каково устройство различных типов фотометров (субъективная и объективная фотометрия)?

6. В чём сущность явления фотоэффекта? Какие законы фотоэффекта используются в фотометрии?

7. Расскажите о работе вентильных фотоэлементов. Приведите примеры их применения.

8. Расскажите об устройстве и назначении фотоэкспонометра.

9. Как излагаются вопросы фотометрии в 10-м классе средней школы?

Лабораторная работа № 13. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ. ФОТОЭФФЕКТ. ЗАКОНЫ ФОТОЭФФЕКТА

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Изучение основных законов фотоэффекта. Экспериментальное определение основных характеристик вакуумных фотоэлементов (снятие световой и вольтамперной характеристик фотоэлемента, определение его чувствительности).

Приборы и принадлежности. Оптическая скамья, к ней две ползушки с держателями, вакуумный фотоэлемент, эталонная лампочка на 8 В. Вольтметр постоянного тока, микроамперметр, источник постоянного тока (универсальный рель), трансформатор для лампочки масштабная линейка.

Введение

Подробно ознакомиться с информацией о явлении фотоэффекта и его закономерностях вы можете в теме [13. «Квантовые свойства излучения. Фотоэффект. законы фотоэффекта»](#).

Описание установки. Схема включения вакуумного (и газонаполненного) фотоэлемента ФЭ показана на рисунке 13.1.

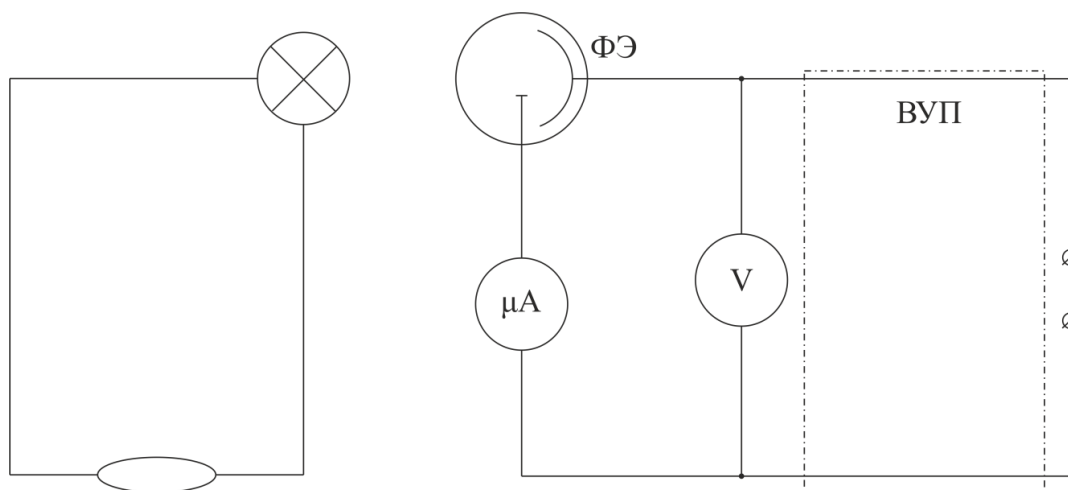


Рис. 13.1

Эталонную лампочку включают через трансформатор на 8В. Фотоэлемент смонтирован отдельно в пластмассовом (или

металлическом) кожухе для защиты его от постоянного постороннего света. Он установлен на оптической скамье прозрачной стороной к лампе. С помощью регулятора на выпрямителе можно менять напряжение на клеммах фотоэлемента; V – вольтметр, измеряющий это напряжение μA – микроамперметр для измерения фототока.

Световой падающий на фотоэлемент, рассчитывается из следующих соображений:

$$\Phi = I\omega,$$

где I – сила света лампы (21 кД), ω – телесный угол, внутри которого распространяется световой поток Φ , падающий на светочувствительный слой фотоэлемента (рис. 13.2).

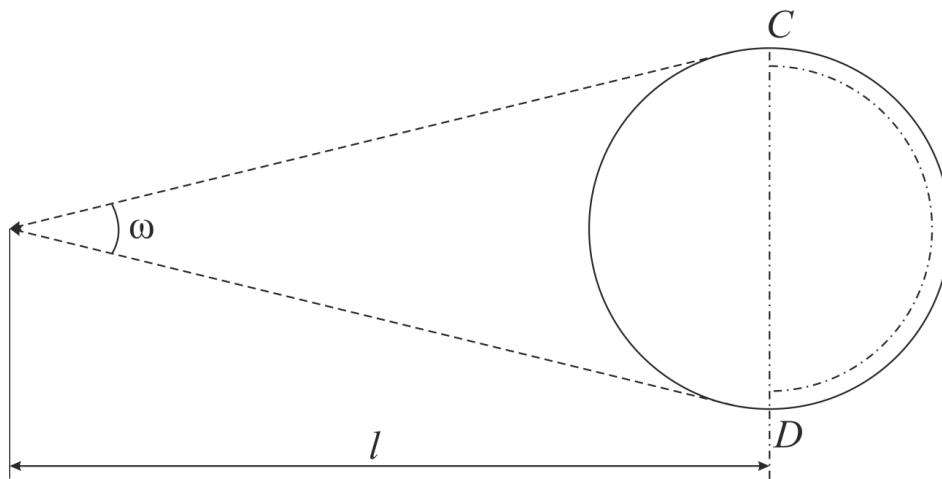


Рис. 13.2

Телесный угол, выраженный в стерadianах, равен отношению площади светочувствительного слоя S (круг, диаметр которого равен CD . см. рис. 13.2) к квадрату расстояния l до источника света (S в данном случае вычисляется по формуле полусферы). Внося это выражение ω в формулу, получаем:

$$\Phi = \frac{IS}{l^2}.$$

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Снятие световой характеристики фотоэлемента.

1. Включите лампу и фотоэлемент по схеме рис. 13.1, располагая их центры на одной горизонтали. На клеммах лампы 8 В (стабильное напряжение).

2. Установите фотоэлемент на расстоянии 20 см от лампы, подавая на него напряжение $U = 60$ В.
3. Измерьте силу I_{Φ} фототока.
4. Результаты занесите в таблицу 13.1.

Таблица 13.1

№ п/п	I , кд	U , В	S , см ²	l , см	Φ , лм	I_{Φ} , мкА
1						
2						
3						
...						

5. Не меняя напряжения на фотоэлементе, передвигайте его последовательно на большее расстояние (до 50 см). Произведите не менее 8 опытов.

6. Рассчитайте для каждого наблюдения световой поток по формуле. Площадь светочувствительного слоя S для фотоэлемента вычислите как площадь круга с диаметром, равным CD (4 см).

7. Увеличьте напряжение на фотоэлементе до 150 В и всю серию наблюдений проведите снова.

8. Постройте графики

$$I_{\Phi} = f(\Phi)$$

при значениях напряжения на фотоэлементе 60 В и 150 В.

Упражнение 2. Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента.

1. Установите фотоэлемент на расстоянии 20 см от лампы. Меняя напряжение на фотоэлементе через каждые 15 В, произведите несколько опытов по определению силы I_{Φ} фототока занося результаты измерений в таблицу 13.2.

2. Передвинув фотоэлемент на расстояние 50 см, все наблюдения провести снова.

3. Постройте графики

$$I_{\Phi} = f(U)$$

для двух положений фотоэлемента.

Таблица 13.2

№ п/п	I , см	U , В	I_{Φ} , мкА
1			
2			
3			
...			

Упражнение 3. Определение чувствительности фотоэлемента.

1. Методом характеристических треугольников, используя построенные графики для световой характеристики, рассчитайте интегральную чувствительность Фотоэлемента

$$\gamma = \frac{\Delta I_{\Phi}}{\Delta \Phi}$$

2. Данные занести в табл. 13.3.

Таблица 13.3

№ п/п	ΔI_{Φ} , мкА	$\Delta \Phi$, лм	γ , мкА/лм
1			
2			
3			
...			

Контрольные вопросы

1. Какое явление называется фотоэффектом? Объясните физическую природу его.

2. Сформулируйте основные законы внешнего фотоэффекта.

3. Напишите и поясните уравнение Эйнштейна для фотоэффекта

4. Объясните законы фотоэффекта на основе квантовой теории света

5. Опишите устройство и работу вакуумных и газонаполненных фотоэлементов.

6. Где применяются фотоэлементы?

Лабораторная работа № 14. ПРОВЕРКА ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Знакомство с методом определения постоянной Стефана-Больцмана и постоянной Планка методом измерения температуры оптическим пирометром с исчезающей нитью.

Приборы и принадлежности. Излучающая пластинка никеля, закреплённая в стойке; пирометр в штативе; источник постоянного тока, питающий лампу пирометра; ШРН – школьный регулятор напряжения; понижающий трансформатор напряжения; трансформатор тока с коэффициентом трансформации 30; вольтметр с пределом измерения до 3 В; амперметр с пределом измерения до 5 А; соединительные провода; термометр.

Введение

Основные законы теплового излучения. Если на какое-либо тело падает поток излучения Φ_0 (рис. 14.1), то часть потока отражается $\Phi_{отр}$, часть потока поглощается $\Phi_{погл}$ и часть потока проходит через тело $\Phi_{прох}$.

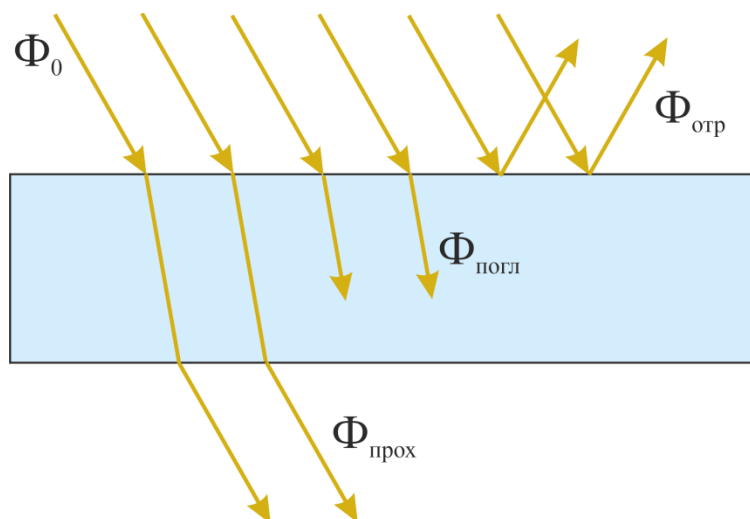


Рис. 14.1

По закону сохранения можно записать

$$\Phi_0 = \Phi_{отр} + \Phi_{погл} + \Phi_{прох}.$$

Разделив обе части и равенства на Φ_0 , получим

$$1 = \frac{\Phi_{\text{отр}}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{\text{прох}}}{\Phi_0}.$$

Отношение

$$p = \frac{\Phi_{\text{отр}}}{\Phi_0}$$

называется отражательной способностью или коэффициентом отражения, соответственно

$$a = \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi_0}$$

– поглощательной способностью или коэффициентом поглощения,

$$D = \frac{\Phi_{\text{прох}}}{\Phi_0}$$

– лучепропускательной способностью. Эти три коэффициента связаны соотношением

$$1 = p + a + D.$$

Большинство твёрдых тел непрозрачно уже при сравнительно небольшой толщине. В этом случае можно считать $D = 0$ и тогда будет справедливо соотношение

$$1 = p + a.$$

Коэффициенты отражения p и a зависят от длины волны и температуры. Тогда последнее соотношение можно записать так

$$p_{\lambda,T} = 1 - a_{\lambda,T}.$$

Зависимость $p_{\lambda,T}$ и $a_{\lambda,T}$ от длины волны обуславливает окраску тел.

Тело, которое абсолютно не поглощает, а полностью отражает всё падающее на него излучение, т.е. $a_{\lambda,T} = 0$, $p_{\lambda,T} = 1$, называется абсолютно белым телом.

Тело, полностью поглощающее всё падающее на него излучение, т.е. $a_{\lambda,T} = 1$, $p_{\lambda,T} = 0$, называется абсолютно чёрным телом или чёрным телом.

В природе абсолютно чёрных тел нет, но тело близкое к абсолютно чёрному можно получить искусственно. В качестве модели абсолютно чёрного тела может служить небольшое отверстие в полной сфере, внутри покрытой чёрной краской, или отверстие в длинной трубке, разделённой перегородками с отверстиями. Стенки и перегородки трубки покрыты чёрной краской (рис. 14.2)

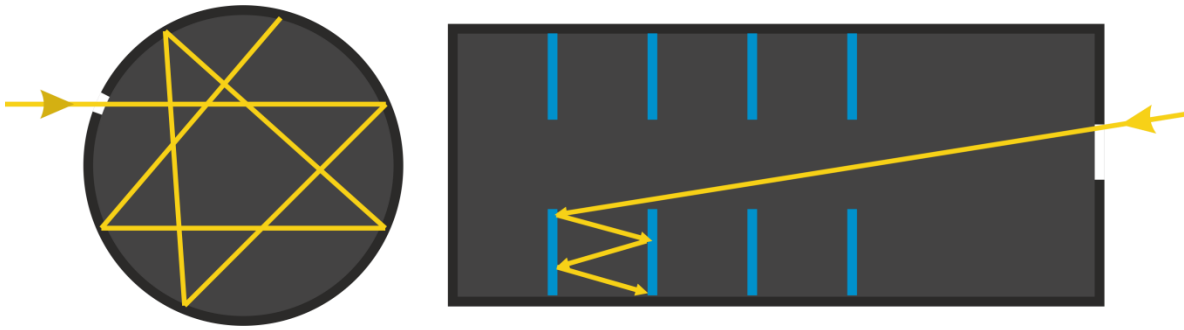


Рис. 14.2

Свойство полости поглощать падающую на неё лучистую энергию можно наблюдать на окнах зданий в дневное время.

Тело, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинакова для всех длин волн, т.е. $a_{\lambda,T} = \text{const} < 1$, называется серым телом.

Наряду с отражением и поглощением падающего на тела излучения сами они способны испускать электромагнитные волны, т.е. светиться. Причины свечения разнообразны. Рассмотрим температурное (тепловое) излучение конденсированных систем. Конденсированные системы – это системы, состоящие из громадного числа частиц, находящихся в весьма сильном взаимодействии (сжатые газы, твёрдые тела, жидкости). Если такие системы находятся в равновесии, то к ним можно применить методы статистической физики и термодинамики.

Для характеристики теплового излучения используются две основные величины: интегральная (полная) излучательная способность и спектральная излучательная способность.

Интегральная излучательная способность R_T представляет собой энергию, излучаемую за единицу времени с единицы поверхности во всём интервале длин волн

$$R_T = \frac{E}{S},$$

где E – энергия, излучаемая за единицу времени со всей поверхности S во всём интервале длин волн.

Спектральная излучательная способность $e_{\lambda,T}$ равна энергии, излучаемой за единицу времени с поверхности в единичном интервале длин волн:

$$e_{\lambda,T} = \frac{dE_{\lambda,T}}{d\lambda},$$

$dE_{\lambda,T}$ – энергия, излучаемая с единицы поверхности за единицу времени в интервале длин волн $\lambda \div \lambda + d\lambda$.

Учитывая выше записанные формулы, можно получить:

$$R_T = \int_0^{\infty} e_{\lambda,T} d\lambda.$$

Спектральная излучательная способность зависит от температуры и длины волн.

Кирхгоф (1859 г.) вывел закон, по которому отношение спектральной излучательной способности любого тела $e_{\lambda,T}$ к его поглощательной способности при данной температуре и длине волны $a_{\lambda,T}$ – величина одинаковая для всех тел и не зависит от их природы:

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T),$$

где $f(\lambda, T)$ – универсальная функция длины волны и температуры и называется функцией Кирхгофа.

Спектральную излучательную способность для чёрного тела обозначим через $\varepsilon_{\lambda,T}$. Тогда закон Кирхгофа для чёрного тела (учитывая, что $a_{\lambda,T} = 1$) будет иметь вид:

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = \varepsilon_{\lambda,T} = f(\lambda, T).$$

Отношение спектральной излучательной способности тел к их поглощательной способности тел к их поглощательной способности равняется спектральной излучательной способности чёрного тела при той же температуре для данной длины волны.

Рэлей, применяя методы статистической физики к явлениям теплового излучения, нашёл, что спектральная излучательная способность чёрного тела пропорциональна $\nu^2 kT$, т.е.

$$\varepsilon_{\nu,T} \sim \nu^2 kT,$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Джинс определил коэффициент пропорциональности и формула, определяющая спектральную излучательную способность чёрного тела, стала иметь вид

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT,$$

где c – скорость света

Эта формула называется формулой Рэлея–Джинса. Она согласуется с экспериментальными данными только в области достаточно малых частот (больших длин волн) и больших температур.

В области частот (коротких длин волн) выводы Рэлея–Джинса резко расходятся с экспериментом, что образно названо «ультрафиолетовой катастрофой». Из этой формулы интегральная излучательная способность для чёрного тела будет равна

$$R_T = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty.$$

Равенство интегральной излучательной способности бесконечной величине означает, что равновесие между телом и его излучением установится только при абсолютном нуле. Это противоречит экспериментальным данным. На рис. 14.3 кривая 1 построена по формуле Рэлея–Джинса, а кривая 2 по экспериментальным данным.

В основе расчетов Рэлея и Джинса лежали проверенные законы классической физики (методы статистической физики). Поэтому расхождение этой формулы с опытом указывало на существование каких-то закономерностей, несовместимых с представлениями классической физики. В 1900 г. М. Планк получил формулу для черного тела в точности соответствующую опытным данным. Для вывода этой формулы он предположил, что излучение происходит не непрерывно, как считали до сих пор (согласно классической физике), а порциями – квантами. Энергия каждой такой порции пропорциональна частоте излучения:

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda},$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с называется постоянной Планка.

Исходя, из дискретности излучения и пользуясь статистическими методами, Планк получил формулу излучения чёрного тела

$$\varepsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{kT} - 1},$$

где e – основание натурального логарифма (экспонента). Для того чтобы перейти в формуле к длине волны, надо сделать соответствующие преобразования, после которых будем иметь:

$$\varepsilon_{\lambda, T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}.$$

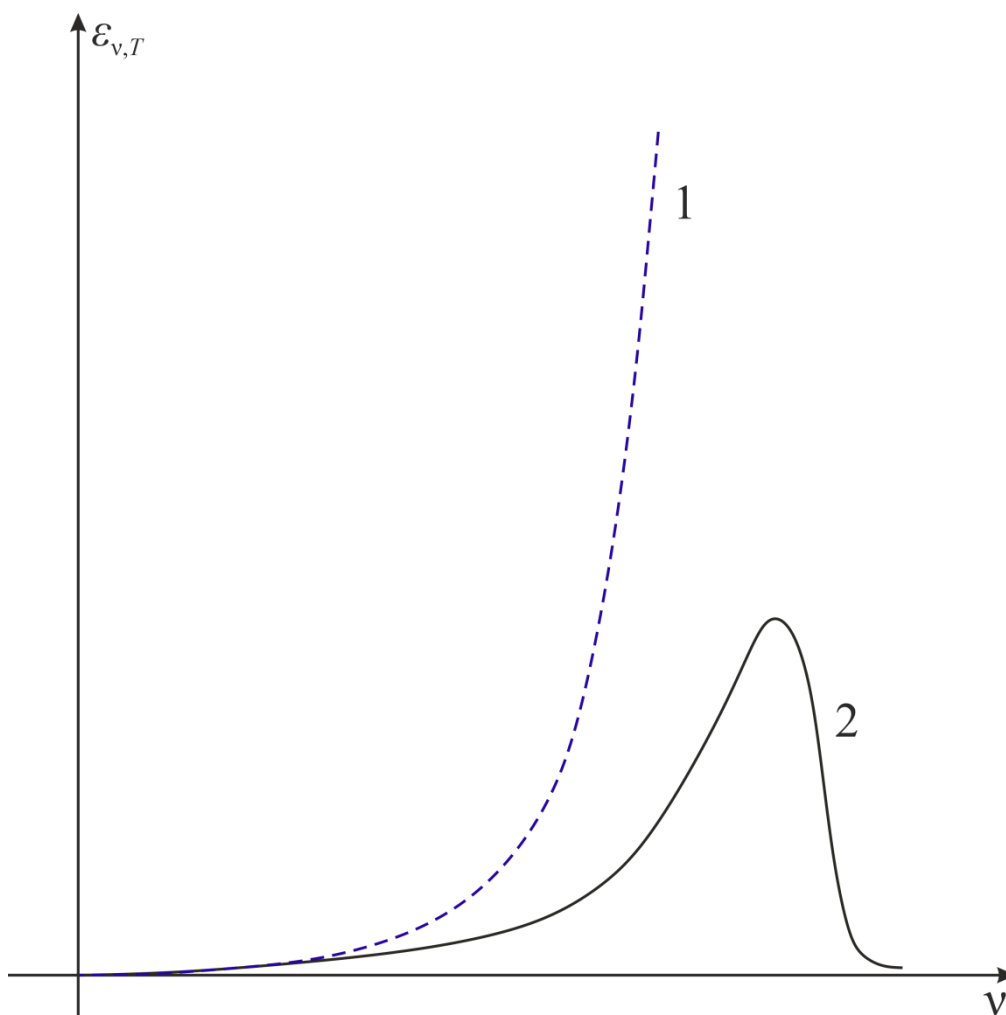


Рис. 14.3

Интегрированием формулы по всему интервалу длин волн можно получить интегральную излучательную способность абсолютно чёрного тела

$$R_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \cdot T^4.$$

Эта формула описывает кривую 2 на рис. 14.3. Обозначив

$$\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = \sigma.$$

Получим

$$R_T = \sigma T^4,$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана. Подставляя численные значения универсальных постоянных, находим

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}.$$

Полная энергия, излучённая телом за единицу времени с единицы поверхности пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Формула выражает закон Стефана-Больцмана, который был впервые получен экспериментально. Постоянная Стефана-Больцмана σ была определена опытным путём.

Излучение нечёрных тел (серых) подчиняется такой же закономерности, но их излучение меньше, чем у абсолютно чёрного тела

$$R_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^{\infty} a_{\lambda T} \varepsilon_{\lambda T} d\lambda = a\sigma T^4.$$

В данной работе определение постоянной в законе Стефана-Больцмана производится путём исследования излучения никелевой пластинки. Через пластинку пропускается электрический ток (рис. 14.4).

Измеряя ток, можно подсчитать энергию, подводимую к пластинке за 1 секунду

$$P = IU.$$

Часть этой энергии вследствие теплопроводности отводится к контрактам, в которых закреплена пластинка.

Согласно законам теплопроводности за dx секунд в одну сторону будет отведено тепло

$$dQ = \Delta \frac{T - T_1}{\Delta x} S' dx,$$

где Δ – коэффициент теплопроводности пластинки; S' – площадь поперечного сечения пластинки, $\Delta x = \frac{l}{2}$ – длина участка пластинки, где происходит изменение температур от T до T_1 ; l – длина пластинки.

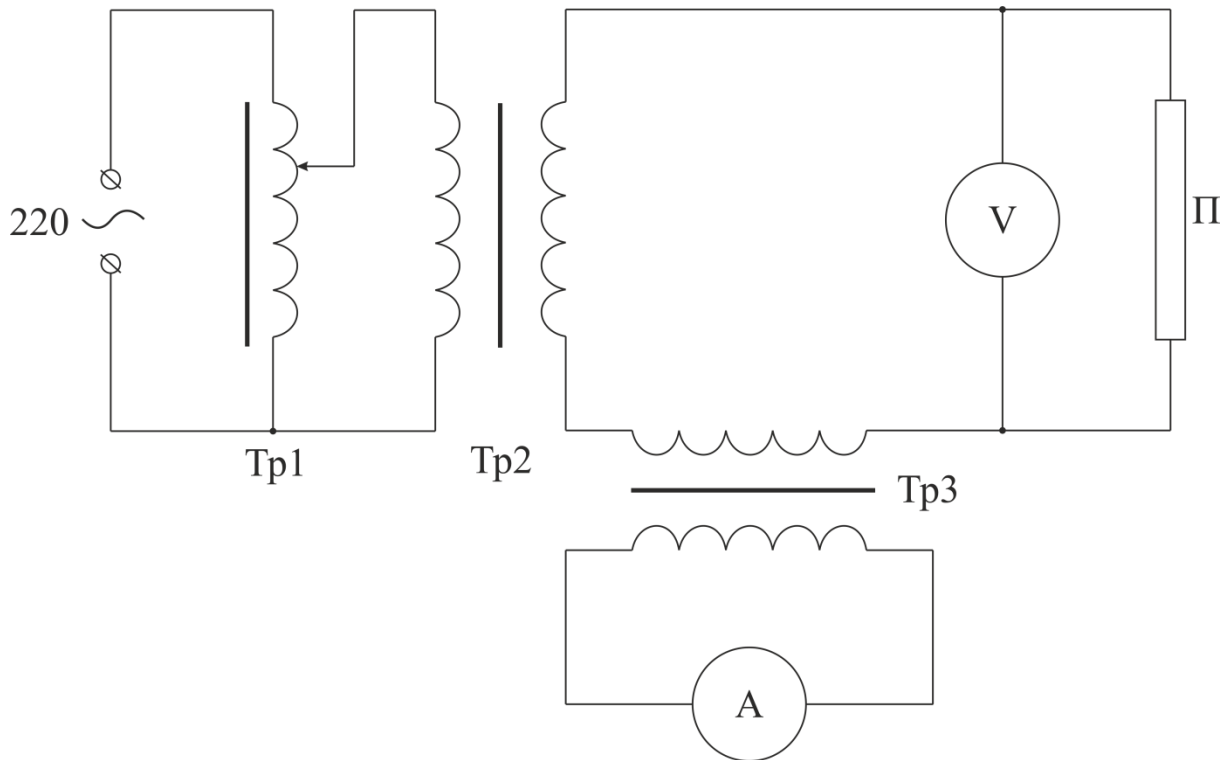


Рис. 14.4

За одну секунду в обе стороны будет отведено тепла (энергии)

$$P_1 = 2 \frac{dQ}{dx} = 2\Delta \frac{T - T_1}{\Delta x} \cdot S' = 4\Delta \frac{T - T_1}{l} \cdot S',$$

$T_1 \approx T_0$ – температура окружающей среды.

Тогда

$$P_1 = 4\Delta \frac{T - T_0}{l} \cdot S'.$$

Излучаемая энергия с единицы поверхности за 1 секунду вычисляется так

$$R_T = \frac{P - P_0}{2lb} = \frac{IU - 4\Delta \frac{T - T_0}{l}}{2s} S'.$$

По закону Стефана-Больцмана эта же энергия будет подсчитана по формуле

$$R_T = a\sigma(T^4 - T_0^4).$$

Из формул можно вычислить постоянную Стефана-Больцмана

$$\sigma = \frac{IU - 4\Delta \frac{T - T_0}{l} S'}{2aS(T^4 - T_0^4)}.$$

Учитывая вышесказанное, находим постоянную Планка

$$h = 3 \sqrt{\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 \sigma}}.$$

Для окиси никеля в интервале температур $800 \div 1400$ °С $a = 0,85$; коэффициент теплопроводности никеля $\Delta = 69,5 \frac{\text{Дж}}{\text{м}\cdot\text{с}\cdot\text{К}}$. Температура в средней части раскалённой пластинки определяется с помощью пирометра.

На рис. 13.5 дана схема оптического пирометра с исчезающей нитью.

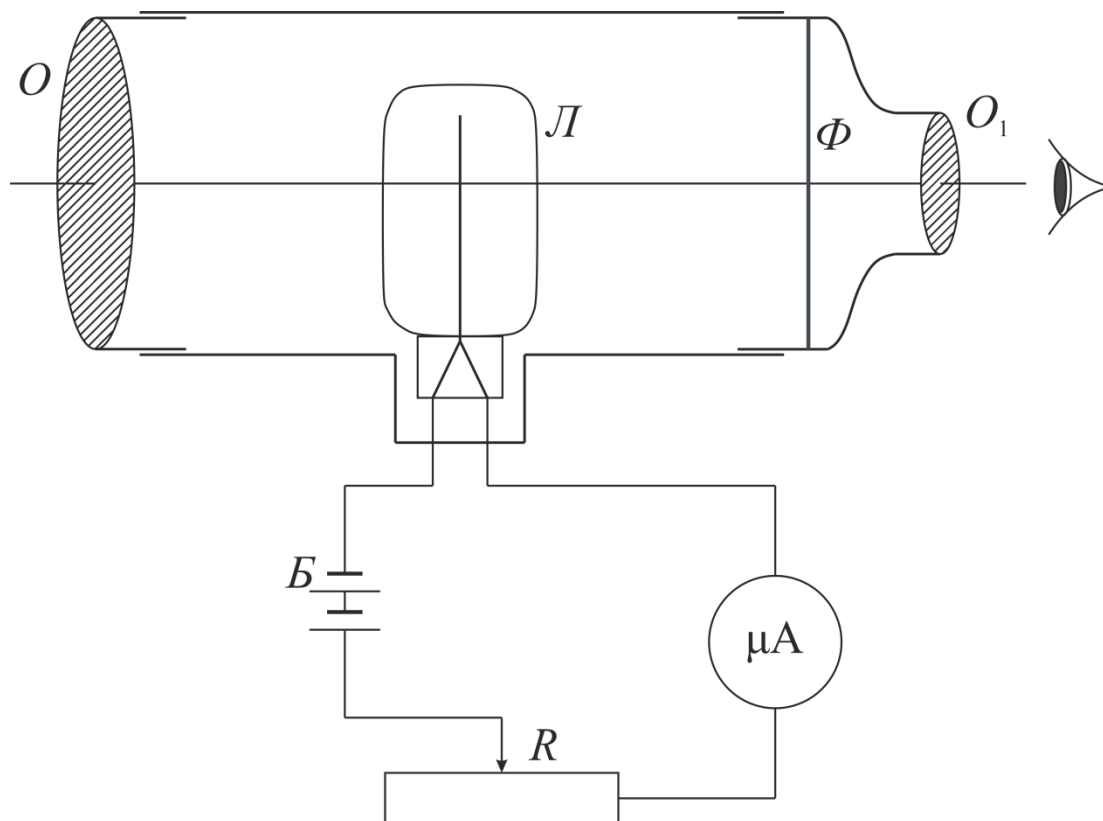


Рис. 13.5.

В фокусе объектива O помещается электрическая лампа L . С помощью объектива O изображение светящейся поверхности нагретого тела (температуру которого требуется определить) совмещается с плоскостью нити накала лампы L . Яркость накала нити регулируется реостатом R . Нить лампочки L и изображение исследуемой поверхности наблюдают через окуляр O_1 . Светофильтр Φ пропускает узкую полосу длин волн в области 660 нм. Накал лампы меняется таким образом, чтобы нить ее на фоне излучающего предмета (никелевой пластинки) исчезла. Это возможно тогда, когда излучательная способность нити равна излучательной способности наблюдаемого тела. Если гальванометр проградуировать в градусах, то он покажет яркостную температуру $t_{\text{яр}}$.

Таким образом, определение температуры сводится к сравнению цвета и интенсивности излучения пластинки с интенсивностью проградуированного эталона нити лампочки. Реостатом, находящимся в трубе пирометра, меняют ток, протекающий через нить лампы, добиваются, чтобы верхняя часть нити исчезла на фоне раскаленного тела.

Если излучение не является черным, то пирометр показывает яркостную температуру $t_{\text{яр}}$ такого черного тела, яркость которого одинакова с яркостью данного тела.

Если коэффициент поглощения a близок к 1, то яркостная и истинная температуры мало отличаются друг от друга. В условиях нашего опыта истинную температуру t находим следующим образом

$$t = t_{\text{яр}} + \Delta t$$

Здесь $t_{\text{яр}}$ – отсчитывается по прибору, $\Delta t = +10^\circ\text{C}$ – поправка. Абсолютная температура $T = t + 273$.

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Проверка законов теплового излучения.

1. Измерить длину, ширину, толщину (l, b, d) никелевой пластинки, закреплённой в зажимах установки.
2. Собрать электрическую цепь (рис. 14.4.) для накала никелевой пластинки, где Тр1 – РНШ, Тр2 – понижающий трансформатор, Тр3 – трансформатор тока (коэффициент $n = 30$).
3. Подготовить оптический пирометр к проведению измерений:

а) стрелку гальванометра, проградуированного в градусах, поставить на нуль (диск реостата повернуть до упора влево);

б) на лампочку пирометра подать напряжение 4–6 вольт от выпрямителя БС 4–12;

в) поворачивая кольцо реостата по часовой стрелке, изменить ток в цепи лампы, доводя накал её нити до 800–840 °С;

г) передвигая тубус окуляра O_1 , добиться резкости изображения нити.

4. Подать напряжение на никелевую пластинку от ШРН. Регулирую напряжение, довести пластинку до раскалённого состояния. Напряжение на пластинке установить

$$U_1 = 1,2 \text{ В}; \quad U_2 = 1,3 \text{ В}; \quad U_3 = 1,4 \text{ В}.$$

5. С помощью пирометра определить яркостную температуру пластинки в средней её части – $t_{\text{яр}}$.

6. Снять и записать показания I_1

7. Зная яркостную температуру $t_{\text{яр}}$ и поправку Δt , определить истинную температуру по шкале Кельвина

$$T = t_{\text{яр}} + \Delta t + 273.$$

8. По показанию амперметра I_1 , и зная коэффициент трансформации $n = 30$, найти ток, проходящий через пластинку:

$$I = nI_1.$$

9. Данные эксперимента занесите в таблицу 14.1:

Таблица 14.1

№ п/п	l , м	b , м	S' , м ²	S , м ²	I_1 , А	I , А	U , В	$t_{\text{яр}}$, град	T , К	T_0 , К	σ , Вт м ² К ⁴	h , Дж·с
1												
2												
3												
...												

10. Рассчитать постоянную Стефана-Больцмана, постоянную Планка по формулам.

Контрольные вопросы

1. Какое излучение называется равновесным?

2. Дать определение основным характеристикам теплового излучения.
3. Какое тело называется чёрным? Каким образом можно создать такое тело?
4. Сформулировать закон Кирхгофа. В чём его смысл?
5. Раскрыть физическое содержание закона Стефана-Больцмана и закон смещения Вина.
6. Каково устройство и принцип действия оптических пирометров?

Лабораторная работа № 15. ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМОВ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Изучение линейчатых спектров излучения атомов и объяснение с позиций теории Бора.

Приборы и принадлежности. Монохроматор УМ-2, источники света (ртутная лампа, газоразрядные трубки с водородом, неоном, аргоном, криптоном, гелием), выпрямитель ВС-25. Описание прибора. Для изучения спектров различных газов в данной работе применяется универсальный монохроматор УМ-2.

Введение

Строение атомов по Бору. Изучение спектров атомов показало, что атомы каждого химического элемента излучают свой характерный спектр, не совпадающий со спектрами атомов других элементов.

Характер спектров объясняется свойствами излучающих атомов. Объяснение этому стало возможным после того, как появилась квантовая теория Планка и основанная на ней теория атомов.

Рассмотрим атом водорода и сходные с ним ионы (водородоподобные атомы), т.е. предположим, что имеется атомная система, состоящая из ядра с зарядом $+Ze$ и одного электрона с зарядом e (Z – порядковый номер элемента в таблице Менделеева). Можно показать, что полная энергия электрона равна сумме потенциальной и кинетической энергий (в СИ):

$$E = E_n + E_k = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{mv^2}{2},$$

$$E = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r},$$

где r – радиус орбиты электрона, v – скорость вращения его, m – масса электрона, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$ – электрическая постоянная.

Электрон движется по круговой орбите с ускорением (центростремительное ускорение). Поэтому, согласно классической теории, он должен непрерывно излучать энергию; при этом электрон

будет приближаться к ядру и через небольшой промежуток времени упадёт на ядро. Однако, в действительности атом излучает лишь линейчатый спектр и является устойчивой системой.

Выход из создавшегося положения в физике был предложен Бором (1913 г.). Основываясь на гипотезе Планка о квантовом характере излучения света, Бор сформулировал законы движения электрона в атоме в виде трёх постулатов, которые позволили объяснить экспериментальные факты:

1. Вращаясь по стационарным орбитам, электрон не излучает.

2. Излучение происходит лишь при переходе электрона из стационарного состояния с большим значением энергии E_1 в другое стационарное состояние с меньшим значением энергии E_2 , при этом излучается квант энергии:

$$h\nu = E_1 - E_2,$$

где ν – частота света. Это условие получило название правила частот Бора.

3. Электрон в атоме может вращаться только по строго определённым стационарным орбитам, радиус которых определяется из условия

$$M = n \frac{h}{2\pi},$$

где $M = mvr$ – момент количества движения, $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка, n – главное квантовое число ($n = 1, 2, 3 \dots$), определяющее принадлежность электрона к той или иной орбите.

Условие получило название правила отбора или правила квантования орбит.

Применяя постулаты Бора к рассмотренной выше модели атома, можно вычислить радиусы стационарных орбит и полную энергию электрона соответственно по формулам:

$$r = \frac{\varepsilon_0 h^2 n^2}{\pi m Z e^2},$$
$$E = - \frac{1 Z^2 m e^4}{n^2 8 \varepsilon_0^2 h^2}.$$

Спектральные закономерности. По второму постулату Бора атомная система из ядра и одного электрона, переходя из стационарного состояния, характеризуемого квантовым числом n_j , в

состояние с квантовым числом n_i ($n_i < n_j$) испускает линии спектра с частотами:

$$\nu_{i,j} = \frac{E_j}{h} - \frac{E_i}{h} = \frac{Z^2 m e^4 c}{8 \varepsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

где c – скорость света.

Величина

$$R = \frac{m e^4}{8 c h^3 \varepsilon_0^2}$$

называется постоянной Ридберга. Тогда

$$\nu_{i,j} = R c Z^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right).$$

Вычисленное по формуле значение постоянной Ридберга с большой точностью совпадает с экспериментальным значением. В разрежённых газах или парах металлов взаимодействие между отдельными атомами незначительно. Поэтому спектры таких газов состоят из отдельных спектральных линий различных частот, также подчиняющихся уравнению.

Так как $\nu_{i,j} = \frac{c}{\lambda_{i,j}}$, то последнюю формулу можно переписать в виде

$$\frac{1}{\lambda_{i,j}} = R Z^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right).$$

Из формулы следует, что все линии в спектре могут быть объединены в серии этой формулой, если полагать $n_i = const$. Другими словами, каждая серия возникает при переходе электрона с вышележащих орбит n_j , на орбиту с данным квантовым числом n_i , причём $j = i + 1, i + 2, i + 3$ и т.д. Для водорода ($Z = 1$) основные серии получаются при $n_i = 1$ – серия Лаймана, $n_i = 2$ – серия Бальмера, $n_i = 3$ – серия Пашена, $n_i = 4$ – серия Брэкета, $n_i = 5$ – серия Пфунда (рис. 15.1).

Некоторые серии спектра водорода, в частности серия Бальмера, были изучены экспериментально до создания теории Бора. Видимая часть линейчатого спектра водорода (серия Бальмера) состоит из ряда линий, наиболее яркими из которых являются следующие четыре: красная $H_\alpha (n_i=5)$, голубая $H_\beta (n_i=4)$, фиолетовая $H_\gamma (n_i=5)$ и фиолетовая $H_\delta (n_i=6)$.

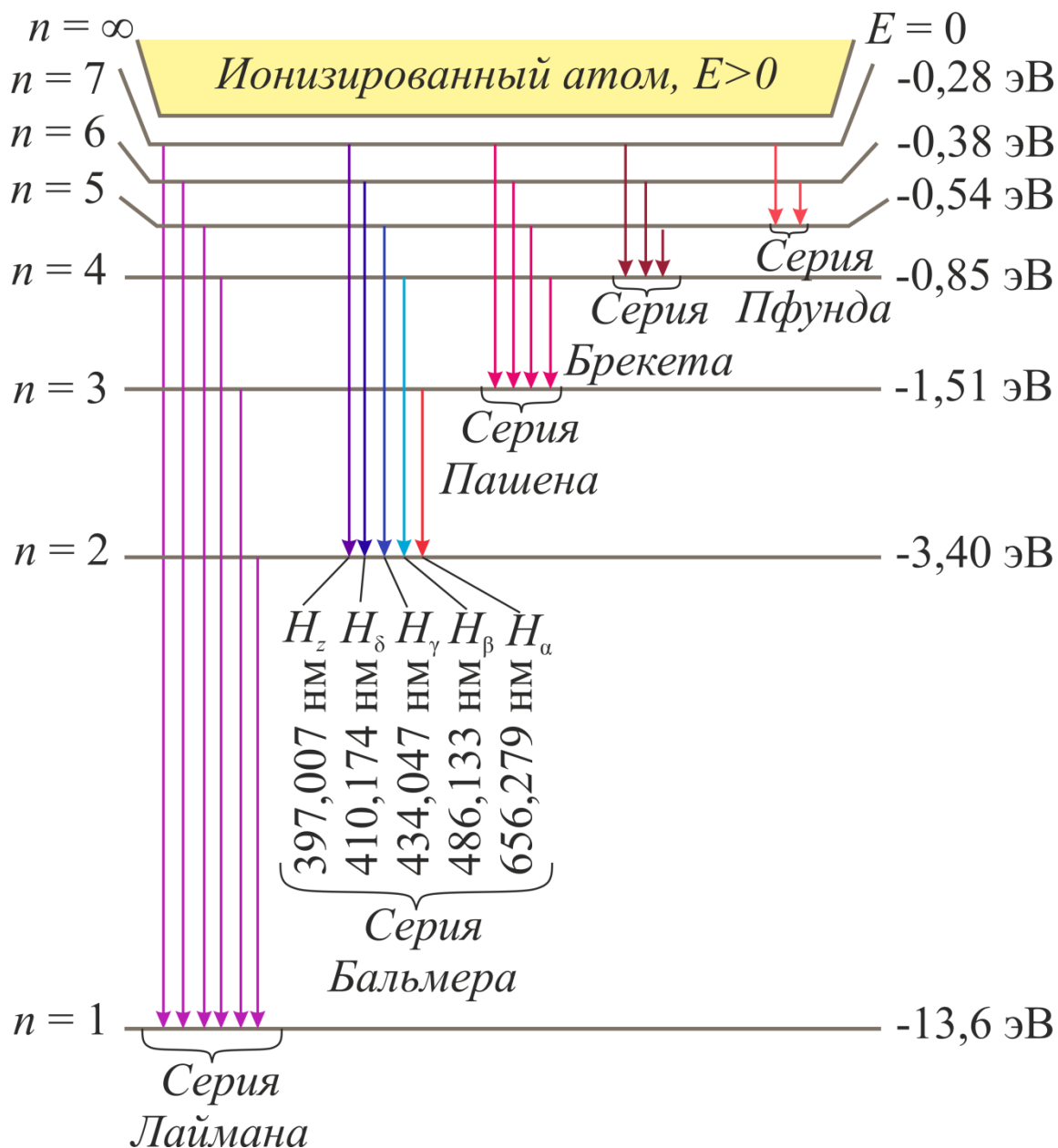


Рис. 15.1

Несмотря на удачное объяснение спектральных закономерностей водородоподобных атомов, теория Бора обладает рядом недостатков. В частности, она не может объяснить спектры излучения более сложных атомов и различную интенсивность спектральных линий. Эти трудности были преодолены квантовой теорией, показавшей неприменимость классических представлений к микрообъектам.

Цель работы заключается в исследовании серии Бальмера в видимой области спектра водорода, для которой справедливо соотношение

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2}\right).$$

Для изучения спектров различных газов в данной работе применяется универсальный монохроматор УМ-2. Это спектральный прибор, предназначенный для различных исследовательских работ и решения ряда аналитических задач, а также для учебных целей. Он может быть использован в качестве спектроскопа. Диапазон изучаемого спектра составляет 380+1000 нм.

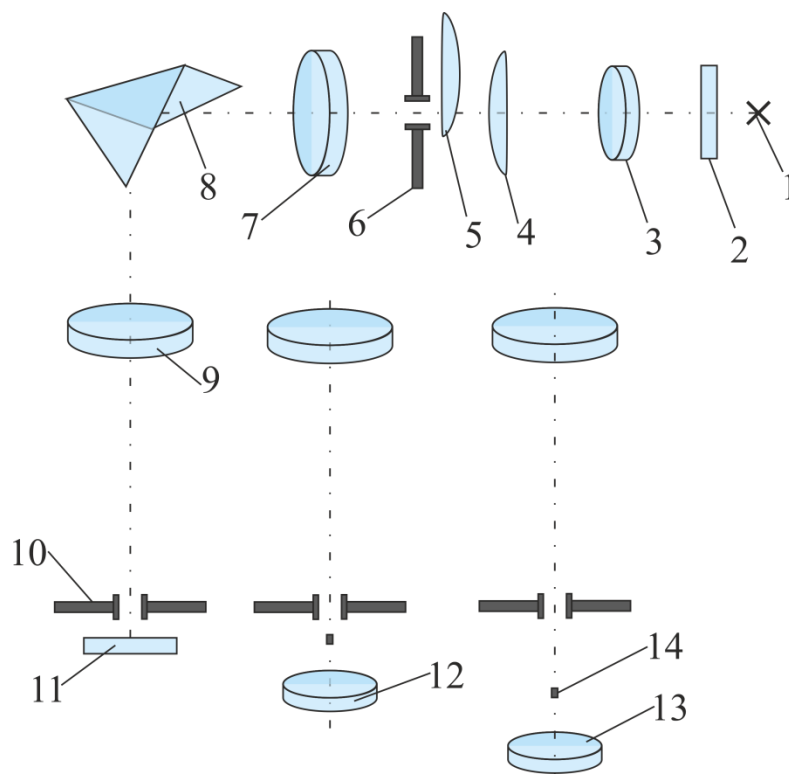


Рис. 15.2

Оптическая схема монохроматора приведена на рисунке 15.2, где: 1 – источник света; 2 – защитное стекло кожуха лампы; 3 – конденсор; 4 – линза; 5 – призма сравнения; 6 – входная щель; 7 – объектив коллиматора; 8 – диспергирующая призма; 9 – объектив зрительной трубы; 10 – съёмная выходная щель; 11 – защитное стекло; 12 – окуляр 5^x ; 13 – окуляр 10^x ; 14 – указатель в фокальной плоскости зрительной трубы.

Свет через входную щель падает на объектив коллиматора и выходит из него параллельным пучком. Далее он направляется на диспергирующую призму. Под углом 90° к падающему свету помещается зрительная труба монохроматора, в щель которой падают лучи такой длины волны, для которой при данном угле падения света на призму они проходят через призму в положении минимума отклонения. Поворачивая призмный столик на различные углы относительно падающего света, получаем в выходной щели свет различной длины волны.

Порядок выполнения работы

Упражнение 1. Градуировка монохроматора УМ-2.

Градуировку монохроматора осуществляют, наблюдая линейчатый спектр излучения газа или пара, для спектральных линий которого известны соответствующие длины волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$

Воспользуемся для градуировки монохроматора спектром ртути от ртутно-кварцевой лампы высокого давления типа СВД. Лампа включается в сеть переменного тока через специальный дроссель по схеме, изображённой на рис. 15.3, и зажигается кратковременным нажатием на ключ K .

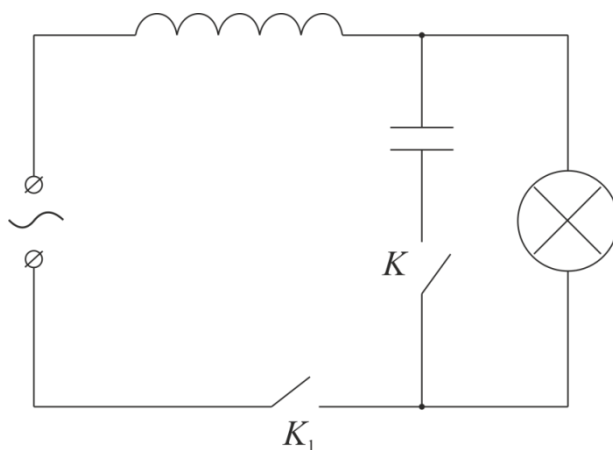


Рис. 15.3

Дроссель и ключ смонтированы на панели вместе с понижающим трансформатором для осветительных лампочек прибора. Лампа СВД помещается в предохранительный фонарь и соединяется с дросселем (гнезда с меткой СВД) шнуром. Соберите установку и после проверки преподавателем включите в сеть 220 В.

Для построения кривой градуировки (кривой дисперсии) прибора берут миллиметровую бумагу и откладывают по оси абсцисс в произвольном масштабе деления шкалы барабана n , а по оси ординат - длины волн λ , начиная с 400 нм. Соединяя плавной кривой точки, которые соответствуют положению и длине волны каждой из наблюдаемых спектральных линий ртути, получают кривую градуировки. Кривую дисперсии надо строить очень аккуратно, так как от этого зависит точность всей дальнейшей работы. Ниже дана таблица длин волн некоторых линий ртути.

Длина волн линий ртути

Красная линия – 690,7 нм.

Жёлтая линия – 579,1 нм.

Жёлтая линия – 576,9 нм.

Зелёная линия – 546,1 нм.

Голубая линия – 491,6 нм.

Синяя (триплет) – 435,8; 434,8; 433,9 нм.

Фиолетовая линия – 407,8 нм

Фиолетовая линия – 404,7 нм

Упражнение 2. Изучение спектра водорода. Определение постоянной Ридберга, массы электрона и радиуса первой орбиты электрона в атоме водорода.

Устанавливают газоразрядную трубку, наполненную водородом, против входной щели монохроматора и получают газовый разряд в ней с помощью индукционной катушки Румкорфа. Определяют деления барабана n монохроматора, соответствующие линиям $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$ и H_δ , серии Бальмера в спектре водорода.

Для каждого значения $\lambda_\alpha, \lambda_\beta, \lambda_\gamma, \lambda_\delta$, найденного по градуировочному графику, вычисляют по формуле постоянную Ридберга R и находят среднее её значение. Напоминаем, что для серии Бальмера $n_i = 2$, а $n_j = 3$ (красная линия H_α), $n_j = 4$ (голубая линия H_β), $n_j = 5$ (фиолетовая линия H_γ), $n_j = 6$ (ещё одна фиолетовая линия H_δ). По формуле вычисляют массу электрона, и радиус первой орбиты электрона в атоме водорода (для $n = 1$).

Упражнение 3. Изучение спектров гелия, неона, аргона, криптона.

Пользуясь кривой градуировки монохроматора, определите длины волн спектральных линий гелия, неона, криптона. Для

наблюдения спектров гелия, неона и криптона пользуются соответствующими газоразрядными (гейслеровскими) трубками, а для наблюдения спектра неона можно воспользоваться неоновой лампой (на рис.3 описания прибора УМ-2 эта лампа обозначена цифрой 65), которая включается в сеть напряжением 220 В через сопротивление, вмонтированное в фонарь лампы. Результаты опыта занесите в таблицу 15.1.

Таблица 15.1

Название газа	Цвет и положение линий	Деление барабана (в градусах)	Длина волн (нм)

Упражнение 4. С помощью спектроскопа пронаблюдайте спектр рассеянного солнечного света.

Определите положение и длины волны наиболее ярких фраунгоферовых линий.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте постулаты Бора и механизм излучения и поглощения электромагнитных волн атомами. Какой тип спектров предсказывает теория Бора?

2. Чем представления полуклассического рассмотрения строения атома водорода отличаются от квантово механических?

3. В каких диапазонах энергий, частот и длин волн должны лежать характеристики фотонов, излучаемых атомом водорода при переходе атома из состояний, соответствующих вышележащим уровням энергии, в основное состояние; в состояние с $n = 2$; с $n = 3$?

4. Чему равна постоянная Ридберга, как она связана с энергией ионизации атома водорода и с фундаментальными постоянными?

5. Что называется спектральной серией? Каким квантовым переходам соответствуют и в области каких частот лежат серии Лаймана, Бальмера, Пашена, Брэкета и Пфунда в спектре излучения атома водорода?

Лабораторная работа № 16. ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Цель работы. Изучение работы различных типов лазеров и измерение угловой расходимости луча полупроводникового лазера.

Приборы и принадлежности. Полупроводниковый лазер, штатив, экран, блок питания, рулетка, миллиметровая линейка (или миллиметровая бумага).

Введение

Основы работы лазеров. Лазеры или оптические квантовые генераторы – это современные источники когерентного излучения, обладающие целым рядом уникальных свойств. Хотя первый оптический квантовый генератор был построен сравнительно недавно (1960 г.), современную жизнь уже невозможно представить без лазеров. К настоящему времени создано большое количество лазеров с различными характеристиками – газовых, твердотельных, полупроводниковых, излучающих свет в различных оптических диапазонах. Лазеры могут работать в импульсном и непрерывном режимах. Мощность излучения лазеров может изменяться в пределах от долей милливатта до 10^{12} – 10^{13} Вт (в импульсном режиме). Они находят широкое применение в военной технике, в технологии обработки материалов, в медицине, оптических системах навигации, связи и локации, в прецизионных интерференционных экспериментах, в химии, просто в быту.

Термин «лазер» означает («Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation») – усиление света стимулированным (вынужденным) лучеиспусканием.

Одним из важнейших свойств лазерного излучения является очень высокая степень его монохроматичности, недостижимая в излучении другими световыми источниками. Это и все другие уникальные свойства лазерного излучения возникают в результате согласованного, кооперативного испускания световых квантов многими атомами рабочего вещества.

Чтобы понять принцип работы лазера, нужно более внимательно изучить процессы поглощения и излучения атомами квантов света.

Атом может находиться в дискретных энергетических состояниях с энергиями E_1 , E_2 и т.д. (теория Бора). Стабильным состоянием, в котором атом в отсутствие внешних возмущений может находиться бесконечно долго, является только состояние с наименьшей энергией. Это состояние называют основным. Все другие состояния возбужденные или нестабильные. Возбужденный атом может пребывать в этих состояниях лишь очень короткое время, порядка 10^{-8} с, после этого он самопроизвольно переходит в одно из низших состояний, испуская квант света, частоту которого можно определить из второго постулата Бора

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Излучение, испускаемое при самопроизвольном переходе атома из одного состояния в другое, называют спонтанным. На некоторых энергетических уровнях атом может пребывать значительно большее время, порядка 10^{-3} с. Такие уровни называются метастабильными.

Переход атома в более высокое энергетическое состояние может происходить при резонансном поглощении фотона, энергия которого равна разности энергий атома в конечном и начальном состояниях. Переходы между энергетическими уровнями атома не обязательно связаны с поглощением или испусканием фотонов. Атом может приобрести или отдать часть своей энергии и перейти в другое квантовое состояние в результате взаимодействия с другими атомами или столкновений с электронами. Такие переходы называются безизлучательными.

В 1916 году А. Эйнштейн предсказал, что переход электрона в атоме с верхнего энергетического уровня на нижний может происходить под влиянием внешнего электромагнитного поля, частота которого равна собственной частоте перехода. Возникающее при этом излучение называют вынужденным или индуцированным. Вынужденное излучение обладает удивительным свойством. Оно резко отличается от спонтанного излучения. В результате взаимодействия возбужденного атома с фотоном атом испускает еще один фотон той же самой частоты, распространяющийся в том же направлении. На языке волновой теории это означает, что атом излучает электромагнитную волну, у которой частота, фаза, поляризация и направление распространения точно такие же, как и у первоначальной волны. С точки зрения квантовой теории, в

результате взаимодействия возбужденного атома с фотоном, частота которого равна частоте перехода, появляются два совершенно одинаковых фотона-близнеца. Именно индуцированное излучение является физической основой работы лазеров.

На рис. 16.1. схематически представлены возможные механизмы переходов между двумя энергетическими состояниями атома с поглощением или испусканием кванта света: *a)* – поглощения; *б)* – спонтанного испускания; *с)* – индуцированного испускания кванта

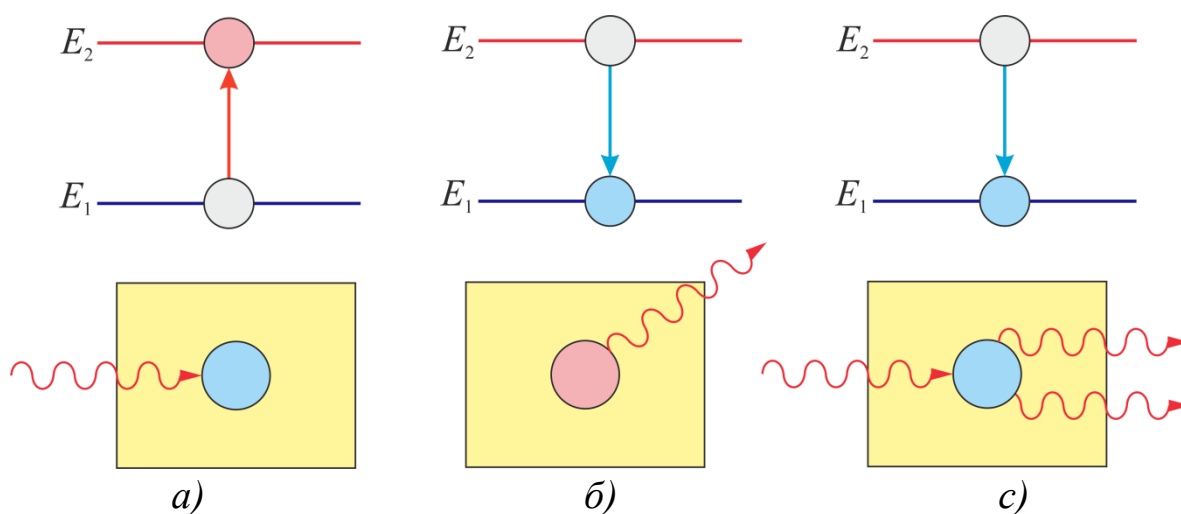


Рис. 16.1.

В обычном состоянии число атомов, находящихся на возбужденных энергетических уровнях, определяется распределением Больцмана

$$N = N_0 e^{-\frac{E}{kT}}, \quad (1)$$

здесь N – число атомов, находящихся в возбуждённом состоянии с энергией E ; N_0 – число атомов, находящихся в основном состоянии; k – постоянная Больцмана; T – температура среды. Число атомов, находящихся в возбужденном состоянии меньше, чем в основном, поэтому вероятность того, что фотон, распространяясь по среде, вызовет вынужденное излучение, мала по сравнению с вероятностью его поглощения. Поэтому электромагнитная волна, проходя по веществу, расходует свою энергию, в основном, на возбуждение атомов. Интенсивность излучения при этом падает по закону Бугера

$$I = I_0 e^{-a_1 l}, \quad (2)$$

здесь I_0 – начальная интенсивность; I – интенсивность излучения, прошедшего расстояние l в веществе; a_1 – показатель поглощения вещества. Поскольку зависимость экспоненциальная, излучение очень быстро поглощается.

В том случае, когда число возбужденных атомов больше, чем невозбужденных (в состоянии инверсии населенностей), ситуация прямо противоположна. Акты вынужденного излучения преобладают над поглощением, и излучение усиливается по закону

$$I = I_0 e^{a_2 l}, \quad (3)$$

где a_2 – коэффициент квантового усиления.

Рассмотрим слой прозрачного вещества, атомы которого могут находиться в состояниях с энергиями E_1 и $E_2 > E_1$.

Пусть в этом слое распространяется излучение резонансной частоты перехода

$$\nu = \frac{\Delta E}{h}.$$

Согласно распределению Больцмана, при термодинамическом равновесии большее количество атомов вещества будет находиться в нижнем энергетическом состоянии. Некоторая часть атомов будет находиться и в верхнем энергетическом состоянии, получая необходимую энергию при столкновениях с другими атомами. Обозначим населенности нижнего и верхнего уровней, соответственно, через N_1 и $N_2 < N_1$. При распространении резонансного излучения в такой среде будут происходить все три процесса, изображенные на рис. 16.1.

Эйнштейн показал, что процесс (a) поглощения фотона невозбужденным атомом и процесс (c) индуцированного испускания кванта возбужденным атомом имеют одинаковые вероятности. Так как $N_2 < N_1$ поглощение фотонов будет происходить чаще, чем индуцированное испускание. В результате прошедшее через слой вещества излучение будет ослабляться. Излучение, возникающее в результате спонтанных переходов, некогерентно, распространяется во всевозможных направлениях и не дает вклада в проходящую волну.

Чтобы проходящая через слой вещества волна усиливалась, нужно искусственно создать условия, при которых $N_2 > N_1$, т.е., создать инверсную населенность уровней. Такая среда является термодинамически неравновесной.

Идея использования неравновесных сред для получения оптического усиления впервые была высказана В.А. Фабрикантом в 1940 году. В 1954 году русские физики Н.Г. Басов, А.М. Прохоров и независимо от них американский ученый Ч. Таунс использовали явление индуцированного испускания для создания микроволнового генератора радиоволн с длиной волны $\lambda = 1,27$ см (*мазер*). За разработку нового принципа усиления и генерации радиоволн в 1964 году все трое были удостоены Нобелевской премии.

Среда, в которой создана инверсная населенность уровней, называется активной. Она может служить резонансным усилителем светового сигнала. Для того чтобы возникала генерация света, необходимо использовать обратную связь. Для этого активную среду нужно расположить между двумя высококачественными зеркалами, отражающими свет назад так, чтобы он многократно прошел через активную среду, вызывая лавинообразный процесс индуцированной эмиссии когерентных фотонов. При этом в среде должна поддерживаться инверсная населенность уровней, когда в возбужденном состоянии число атомов больше, чем в основном. Создание инверсной населенности в лазерной физике принято называть накачкой.

Существуют различные способы получения среды с инверсной населенностью уровней. В рубиновом лазере используется оптическая накачка, атомы возбуждаются за счет поглощения света. Но для этого недостаточно только двух уровней. Каким бы мощным не был свет лампы – накачки, число возбужденных атомов не будет больше числа невозбужденных. В рубиновом лазере накачка производится через вышерасположенный третий уровень (рис. 16.2.).

После вспышки мощной лампы, расположенной рядом с рубиновым стержнем, многие атомы хрома, входящего в виде примеси в кристалл рубина (около 0,05%), переходят в состояние с энергией E_3 , а через промежуток $\tau \approx 10^{-8}$ с они переходят в состояние с энергией E_2 .

Перенаселенность возбужденного уровня E_2 по сравнению с невозбужденным уровнем E_1 возникает из-за относительно большого времени жизни уровня E_2 . Уровень E_2 – метастабильный. Переход между уровнями E_3 и E_2 безызлучательный.

Лазерный переход осуществляется между уровнями E_2 и E_1 . В кристалле рубина уровни E_1 , E_2 и E_3 принадлежат примесным атомам хрома.

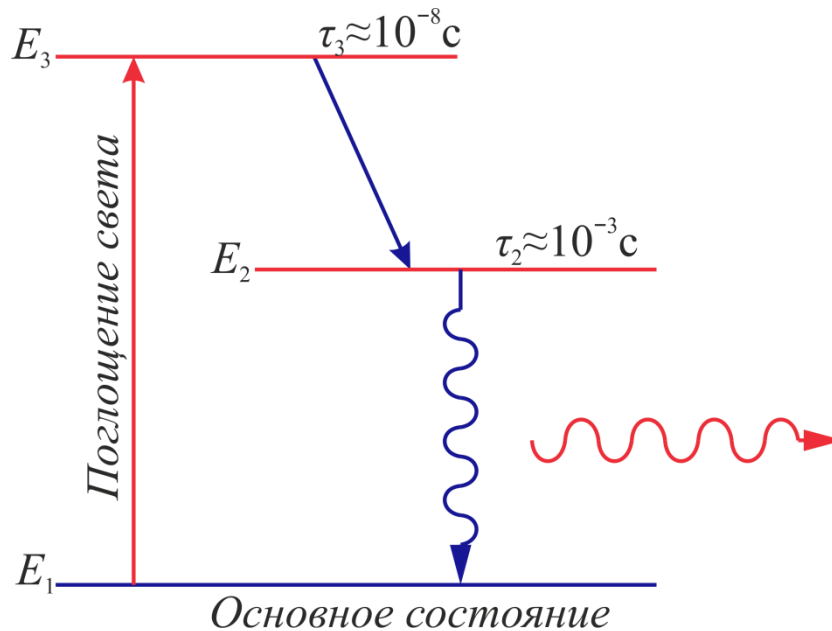


Рис. 16.2.

Начало лавинообразному процессу в такой системе при определенных условиях может положить случайный спонтанный акт, при котором возникает излучение, направленное вдоль оси системы. Через некоторое время в такой системе возникает стационарный режим генерации. Лазерное излучение выводится наружу через одно из зеркал, обладающее частичной прозрачностью. На рис. 16.3. схематически представлено развитие лавинообразного процесса генерации в лазере.

Лазер обязательно имеет три основных компонента:

- 1) активную среду, в которой создаются состояния с инверсией населенностей;
- 2) систему накачки (устройство для создания инверсии в активной среде);
- 3) оптический резонатор (параллельные зеркала).

Лазер на рубине работает в импульсном режиме на длине волны 694 нм, мощность излучения может достигать $10^6 - 10^9$ Вт в импульсе.

В настоящее время одним из самых распространенных является газовый лазер на смеси гелия и неона. Общее давление в смеси составляет порядка 10^2 Па при соотношении компонент He и Ne примерно 10: 1.

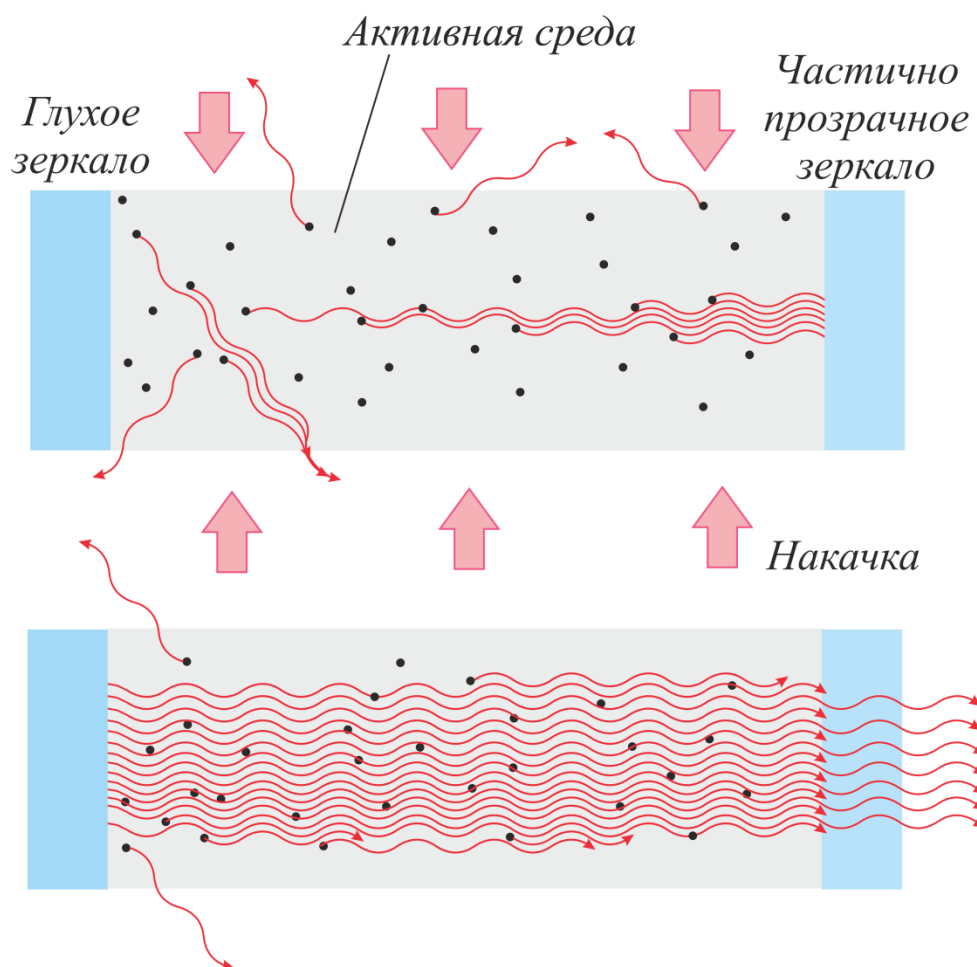


Рис. 16.3.

Активным газом, на котором в непрерывном режиме возникает генерация на длине волны 632,8 нм (ярко-красный свет), является неон. Гелий – буферный газ, он участвует в механизме создания инверсной населенности одного из верхних уровней неона.

Излучение $He-Ne$ лазера обладает непревзойденной монохроматичностью. Расчеты показывают, что спектральная ширина линии генерации $He-Ne$ лазера составляет примерно

$$\Delta\nu \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ Гц.}$$

Это чрезвычайно малая величина. Время когерентности такого излучения оказывается порядка

$$\tau \approx \frac{1}{\Delta\nu} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ с.}$$

На практике многие технические причины мешают реализовать столь узкую спектральную линию *He-Ne* лазера. Путем тщательной стабилизации всех параметров лазерной установки удастся достичь относительной ширины следующего порядка

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 10^{-14} \div 10^{-15},$$

что примерно на 3–4 порядка хуже теоретического предела. Но и реально достигнутая монохроматичность излучения *He-Ne* лазера делает этот прибор совершенно незаменимым при решении многих научных и технических задач. Первый гелий-неоновый лазер был создан в 1961 году. На рис. 16.4. представлена упрощенная схема уровней гелия и неона и механизм создания инверсной населенности лазерного перехода. Прямыми стрелками на рис. 16.4. изображены спонтанные переходы в атомах неона.

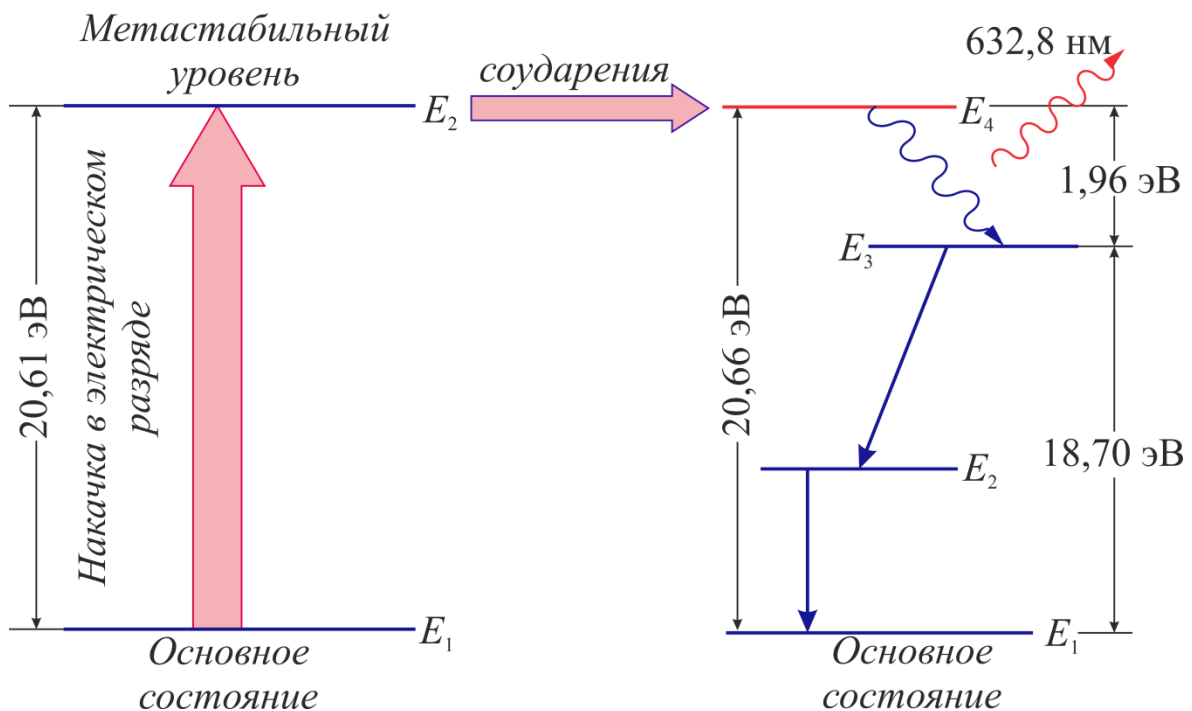


Рис. 16.4.

Накачка лазерного перехода $E_4 \rightarrow E_3$ в неоне осуществляется следующим образом. В высоковольтном электрическом разряде вследствие соударений с электронами значительная часть атомов гелия переходит в верхнее метастабильное состояния E_2 .

Возбужденные атомы гелия неупруго сталкиваются с атомами неона, находящимися в основном состоянии, и передают им свою энергию. Уровень E_4 неона расположен на 0,05 эВ выше метастабильного уровня E_2 гелия. Недостаток энергии компенсируется за счет кинетической энергии соударяющихся атомов. На уровне E_4 неона возникает инверсная населенность по отношению к уровню E_3 , который сильно обедняется за счет спонтанных переходов на нижерасположенные уровни. При достаточно высоком уровне накачки в смеси гелия и неона начинается лавинообразный процесс размножения идентичных когерентных фотонов. Если кювета со смесью газов помещена между отражающими зеркалами, то возникает лазерная генерация. На рис. 16.5. изображена схема гелий-неонового лазера: 1 – стеклянная кювета со смесью гелия и неона; 2 – катод; 3 – анод; 4 – сферическое зеркало с пропусканием менее 0,1%; 5 – сферическое зеркало с пропусканием 1 ÷ 2%.

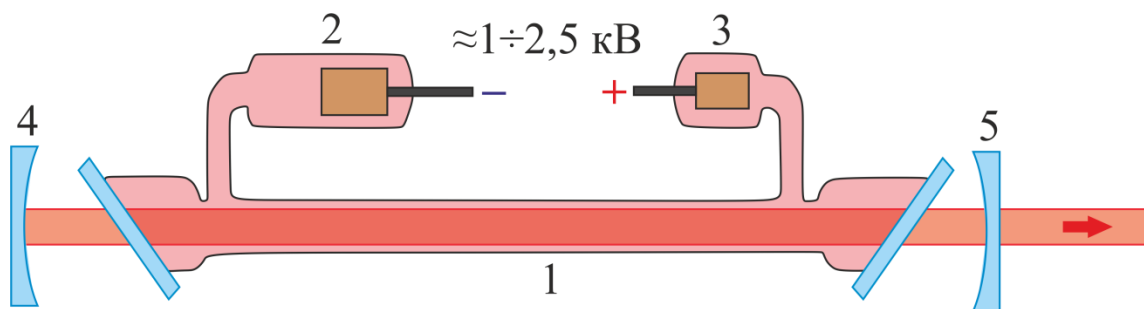


Рис. 16.5.

Современные высокостабильные гелий-неоновые лазеры производятся в моноблочном исполнении. Для этого используется стеклообразное вещество – ситалл, обладающий практически нулевым температурным коэффициентом расширения. В куске ситалла в форме прямоугольного параллелепипеда просверливается канал, к торцам которого на оптическом контакте приклеиваются лазерные зеркала. Канал заполняется смесью гелия и неона. Катод и анод вводятся через дополнительные боковые каналы. Такая моноблочная конструкция обеспечивает высокую механическую и тепловую стабильность.

Полупроводниковым называется лазер, активной средой которого является полупроводниковый кристалл, а точнее, область $p - n$ перехода. Помимо компактности, полупроводниковые лазеры

обладают высоким КПД (до 50%). А большой выбор современных полупроводниковых материалов обеспечивает генерацию в широком спектральном диапазоне (от 0,3 мкм до 30 мкм). Эти качества обеспечили полупроводниковым лазерам широкое применение в различных областях современной деятельности человека.

В отличие от лазеров других типов, в полупроводниковых лазерах используются излучательные квантовые переходы между разрешенными энергетическими зонами, а не между дискретными уровнями энергии. Инверсная населенность создается с помощью инжекции через $p-n$ переход неравновесных носителей тока, путем приложения внешнего напряжения в прямом направлении.

Наряду с генерацией неравновесных носителей существует обратный процесс – рекомбинация электронов и дырок – переход электронов из зоны проводимости в валентную зону, в результате чего происходит исчезновение электронов и дырок. Рекомбинация может сопровождаться излучением фотонов, что и лежит в основе работы полупроводниковых светодиодов и лазеров. Если для этих фотонов создать обратную положительную связь в виде оптического резонатора, то в области $p-n$ перехода при протекании тока в прямом направлении можно получить лазерную генерацию.

На рис. 16.6. схематично представлена конструкция полупроводникового лазера: 1 – активный слой; 2 – сечение лазерного пучка в плоскости XZ .

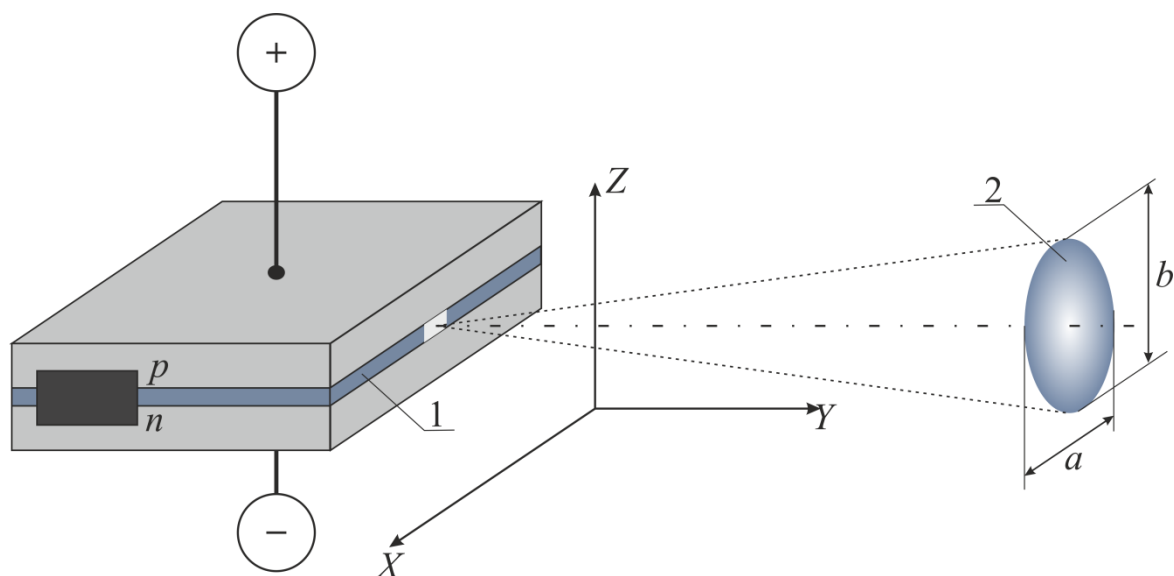


Рис. 16.6.

В таком лазере резонатор создается полировкой двух диаметрально противоположных сторон кристалла, перпендикулярных плоскости $p-n$ перехода. Эти плоскости делаются параллельными и полируются с высокой степенью точности. Выходную поверхность можно рассматривать как щель, через которое проходит излучение. Угловая расходимость излучения лазера определяется дифракцией излучения на этой щели. При толщине $p-n$ перехода в 20 мкм и ширине – 120 мкм угловая расходимость соответствует приблизительно 3° в плоскости XU и 1° – в плоскости YZ .

В современных полупроводниковых лазерах широко используются так называемые полупроводниковые гетероструктуры, в разработку которых значительный вклад внес академик РАН Ж.И. Алферов (Нобелевская премия 2000 года). Лазеры на основе гетероструктур обладают лучшими характеристиками, например, большей выходной мощностью и меньшей расходимостью.

Описание установки. Оценку расходимости излучения можно сделать, измерив размеры лазерного пучка в двух сечениях, отстоящих друг от друга на некоторых расстояниях. Установка состоит из полупроводникового лазера, закрепленного в штативе и подключенного к блоку питания. Размеры светового пятна измеряются на экране в горизонтальной a_1a_2 и вертикальной b_1b_2 плоскостях. Экран может перемещаться по ходу луча, как показано на рис. 16.7.

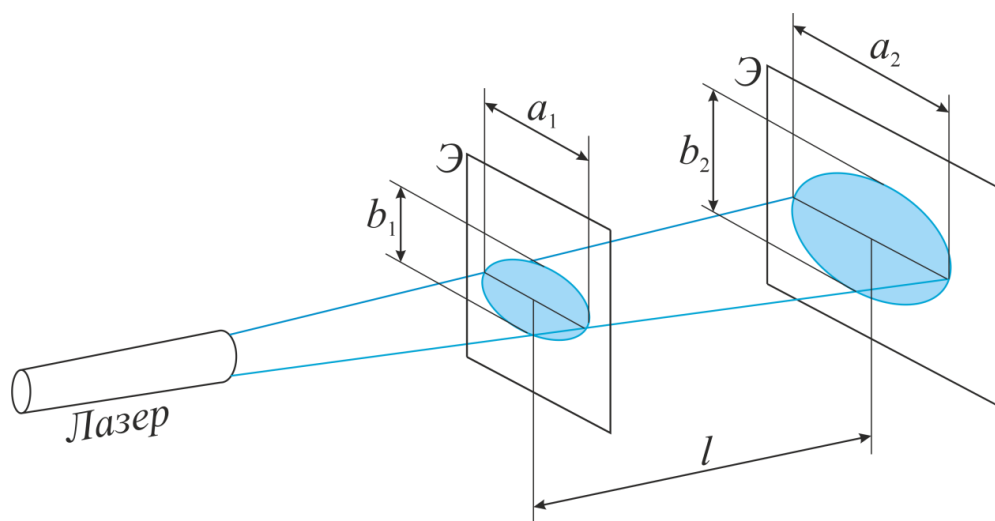


Рис. 16.7.

Перемещение измеряют рулеткой, а размеры пятна излучения на экране измеряются миллиметровой линейкой или по миллиметровой бумаге. Угол расходимости лазерного луча в горизонтальной плоскости определяют по формуле

$$\varphi_1 \approx \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{a_2 - a_1}{l}.$$

Угол расходимости лазерного луча в вертикальной плоскости определяют по формуле

$$\varphi_2 \approx \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{b_2 - b_1}{l}.$$

Порядок выполнения работы

Работу желательно выполнять вдвоем, избегая попадания прямого и отраженного излучения лазера в глаза.

1. Включить лазер и получить изображение пятна излучения на экране, расположенном в 2–3 м от лазера.

2. Измерить размеры пятна в вертикальной b_1 и горизонтальной a_1 плоскостях. Это можно сделать двумя способами.

→ Первый – обвести пятно на бумагу, прижатую к экрану и затем произвести измерение миллиметровой линейкой.

→ Второй, более точный метод, – сфотографировать сотовым телефоном изображение пятна на миллиметровой бумаге и подсчитать размеры в горизонтальном и вертикальном направлении по делениям бумаги. Записать показания.

3. Передвинуть экран от лазера еще дальше на 2–3 м, точно измерив это расстояние l рулеткой. Записать значение.

4. Измерить размеры пятна в вертикальном b_2 и горизонтальном a_2 направлении по методике, изложенной в пункте 2.

5. Выключить лазер.

6. Рассчитать угловую расходимость излучения лазера в горизонтальном и вертикальном направлении. Полученные значения угла в радианах перевести также в градусы.

7. Оформить результаты.

Контрольные вопросы

1. Расскажите об основных отличиях лазерного излучения от других видов излучения.
2. Приведите примеры областей применения лазеров.
3. Расскажите про процессы поглощения, спонтанного и индуцированного испускания кванта.
4. Какие из возбужденных уровней называются метастабильными?
5. Что такое инверсная населенность уровней и как она создается?
6. Из каких основных компонент состоит лазер?
7. Что представляет собой оптический резонатор и каково его назначение?
8. Чем объясняется высокая монохроматичность и направленность лазерного излучения?
9. Объясните устройство и принцип работы рубинового лазера?
10. Объясните устройство и принцип работы гелий-неонового лазера?
11. Объясните устройство и принцип работы полупроводникового лазера?
12. Расскажите, как определяют расходимость излучения лазера?

ТЕСТОВЫЕ ЗАДАНИЯ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

1. С помощью формулы $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ определяется...
- A. среднее ускорение;
 - B. средняя скорость;
 - C. мгновенное ускорение;
 - D. мгновенная скорость.

2. Вектор угловой скорости должен характеризовать:
- 1) величину угловой скорости;
 - 2) _____;
 - 3) расположение оси в пространстве.

3. Если на материальную точку действует несколько сил, то получаемое точкой ускорение равно сумме ускорений, которые имела бы точка под действием каждой из сил в отдельности. Данное утверждение называется

- A. второй закон Ньютона;
- B. закон независимости действия сил;
- C. закон динамики вращательного движения;
- D. закон сложения ускорений.

4. А. Эйнштейн при создании специальной теории относительности постулировал, что скорость распространения света в вакууме _____ во всех инерциальных системах отсчёта.

5. В некоторых случаях (например, при малых скоростях скольжения сухих металлических поверхностей) сила трения скольжения весьма мало зависит от скорости и примерно равна максимальной силе

- A. трения покоя;
- B. упругости;
- C. тяжести;
- D. нормальной реакции опоры.

6. Закон сохранения и превращения механической энергии утверждает. В _____ консервативной системе механическая энергия может переходить из одного вида в другой и передаваться от одного тела к другому, но ее общее количество остается неизменным.

7. Сила _____ равна взятому с обратным знаком произведению массы тела на переносное ускорение (т.е. ускорение неинерциальной системы относительно инерциальной).

8. Выражение $\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = const$ называется

- А. уравнение Бернулли;
- В. закон Стокса;
- С. закон сохранения энергии для жидкости.

9. Колебания, которые совершает система около положения устойчивого равновесия после того, как она была выведена из состояния равновесия, носят название собственных колебаний

- А. периодических колебаний;
- В. гармонических колебаний;
- С. свободных колебаний;
- Д. собственных колебаний.

10. Объектом исследования и статистической физики и термодинамики является _____.

11. На графиках (рис. 1) представлены зависимости концентрации n и температуры T идеального газа от времени. Из этих зависимостей следует, что давление газа с течением времени

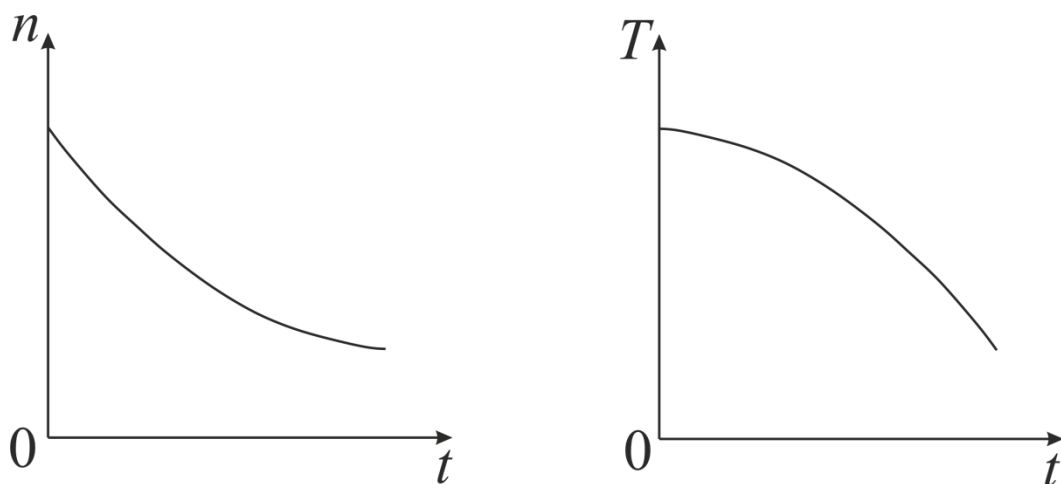


Рис. 1.

- A. увеличивалось;
- B. уменьшалось;
- C. не изменялось;
- D. сначала увеличивалось, а потом изменялось.

12. Распределение Больцмана имеет вид $n_0 = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p}{kT}}$, тогда в атмосфере Земли, из-за наличия силы тяжести, действующей на молекулу концентрация молекул на высоте h это _____.

13. Четыре ложки изготовлены из разных материалов: алюминия, дерева, пластмассы и стекла. Наибольшей теплопроводностью обладает ложка, изготовленная из

- A. алюминия;
- B. дерева;
- C. пластмассы;
- D. стекла.

14. В случае, когда длина свободного пробега молекул газа превышает размеры сосуда, говорят, что в сосуде достигнут _____. Газ при этом называют ультраразреженным.

15. Идеальный одноатомный газ переходит из состояния 1 в состояние 2 (см. рис. 2). Масса газа не меняется. Как меняется в ходе указанного на диаграмме процесса внутренняя энергия газа?

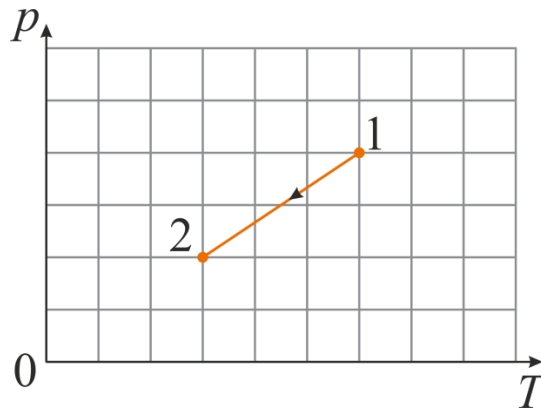


Рис. 2

- А. увеличивается;
- В. уменьшается;
- С. не меняется.

16. При переходе из состояния 1 в состояние 3 (рис. 3) газ совершает работу _____ кДж.

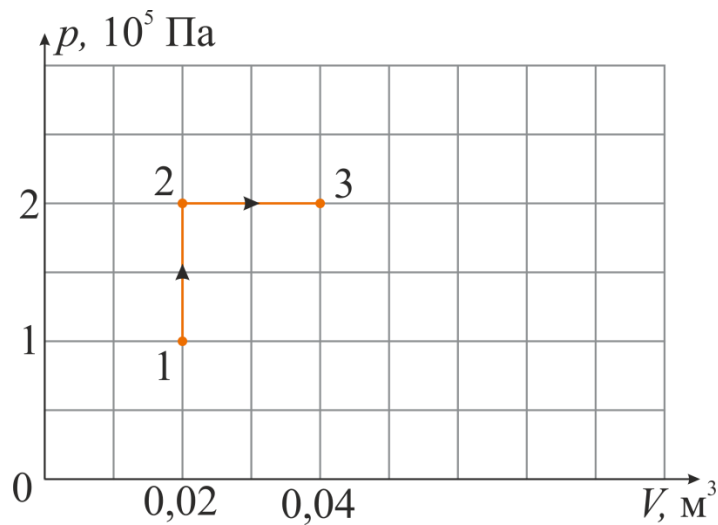


Рис. 3.

17. Искривление поверхностного слоя жидкости приводит к появлению дополнительного давления на жидкость, зависящего от поверхностного натяжения σ и кривизны поверхности r . Для плоской поверхности

А. $p = p_0 - \frac{2\sigma}{r} + \rho gh;$

В. $p = p_0 + \frac{2\sigma}{r} + \rho gh$;

С. $p = p_0 + \rho gh$.

18. На рисунке 4 показан график изменения температуры T вещества при постоянном давлении по мере выделения им количества теплоты Q . В начальный момент времени вещество находилось в газообразном состоянии. Процессу конденсации пара соответствует _____ участок графика.

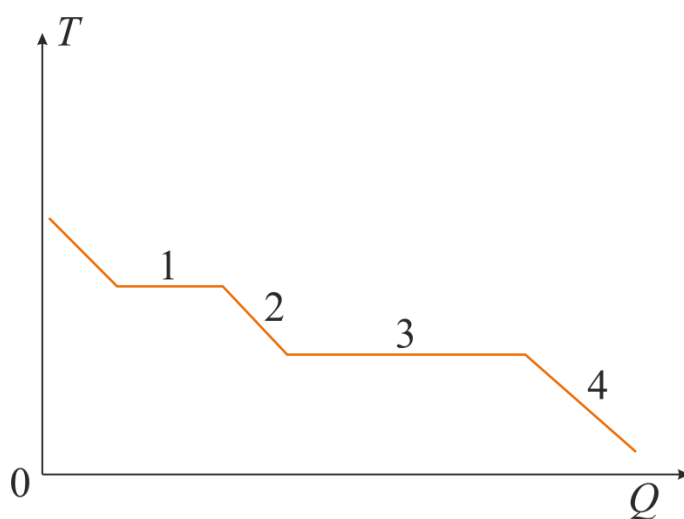


Рис. 4.

19. Свойство монокристалла. Неодинаковость его свойств (механических, тепловых, оптических, электрических и т.д.) по разным направлениям.

- А. изотропность;
- В. теплопроводность;
- С. анизотропия;
- Д. проводимость.

20. В калориметр, удельная теплоёмкость которого пренебрежимо мала, налили 200 г воды при температуре $+5^\circ\text{C}$ и положили туда 100 г льда при температуре -5°C . Что будет находиться в калориметре после установления в нём теплового равновесия?

- А. вода при температуре выше 0°C ;
- В. вода при температуре 0°C ;

- C. лёд при температуре $0\text{ }^{\circ}\text{C}$;
- D. смесь воды и льда при температуре $0\text{ }^{\circ}\text{C}$;

21. Электрическое поле неподвижных зарядов называется _____.

22. Теорема Гаусса для диэлектриков: поток вектора электрического смещения через любую замкнутую поверхность S равен алгебраической сумме _____ зарядов, охватываемых этой поверхностью.

23. Напряженность электрического поля внутри проводника равна _____.

24. Формула $W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i$ выражает

- A. энергию взаимодействия двух точечных зарядов;
- B. энергию электрического конденсатора;
- C. потенциальную энергию взаимодействия N точечных зарядов.

25. Формула $I = \frac{\varepsilon}{R+r}$ выражает

- A. закон Ома для замкнутой цепи;
- B. закон Ома для участка цепи;
- C. определение силы тока.

26. _____ – это способность металлов проводить электрический ток под действием внешнего электрического поля.

27. электрический ток в электролите образуется в результате встречного движения ионов: положительных — к _____, отрицательных — к _____.

28. На рисунке 5 представлено

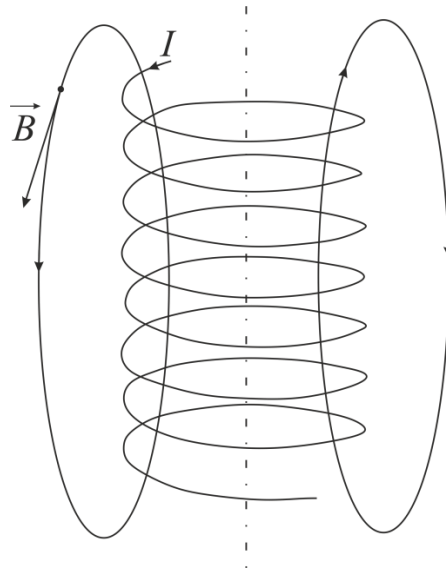


Рис. 5.

- А. магнитное поле соленоидального тока;
- В. магнитное поле кругового тока;
- С. магнитное поле прямого тока.

29. Фарадей экспериментально установил, что электродвижущая сила индукции по абсолютной величине равна скорости изменения магнитного потока, пронизывающего данный контур. Этому утверждению соответствует формула

- А. $\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S}$;
- В. $\mathcal{E}_i = \frac{A_{ст}}{q} = \frac{\oint \vec{F}_{ст} d\vec{l}}{q}$;
- С. $\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}$;
- Д. $\mathcal{E}_i = \left| \frac{d\Phi}{dt} \right|$.

30. Диамагнетиками называются такие вещества, у которых магнитный момент атома в отсутствии внешнего магнитного поля равен _____.

31. Переменное магнитное поле порождает _____ электрическое поле.

32. Резонанс напряжений может наступить в цепи с

последовательным соединением катушки индуктивности L , конденсатора C и резистора R , если

- A. $U_L = U_C$;
- B. $U_R = U_C$;
- C. $U_L = U_R$.

33. На какую длину волны нужно настроить радиоприемник, чтобы слушать радиостанцию, которая вещает на частоте 106,2 МГц?

- A. 2,825 см;
- B. 2,825 м;
- C. 3,186 м;
- D. 3,186 км.

34. На белой бумаге написано красными чернилами слово. Через стекло _____ цвета не удастся прочесть написанное.

35. Непрозрачный круг освещается точечным источником света и отбрасывает круглую тень на экран. Расстояние от источника света до круга в 3 раза меньше, чем расстояние от источника до экрана. Если диаметр круга 0,1 м, то диаметр тени

- A. 0,3 м;
- B. 0,03 м;
- C. 0,1 м;
- D. 1 м.

36. Небольшой предмет находится на главной оптической оси тонкой собирающей линзы, на двойном фокусном расстоянии от нее. При удалении предмета от линзы расстояние от линзы его изображения _____.

37. На рисунке 6 представлена схема оптического прибора. Какой это прибор?

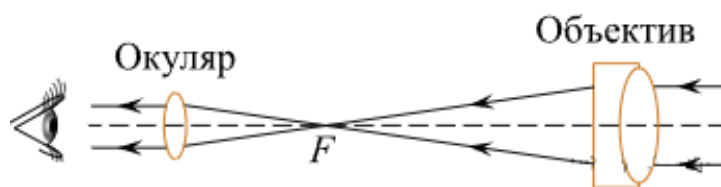


Рис. 6.

- A. микроскоп;
- B. фотоаппарат;
- C. телескоп;
- D. проектор.

38. Фотометрия — раздел оптики, занимающийся вопросами измерения интенсивности света и его источников. В фотометрии используются следующие величины:

1) _____ — характеризуют энергетические параметры оптического излучения безотносительно к его действию на приемники излучения;

2) _____ — характеризуют физиологические действия света и оцениваются по воздействию на глаз (исходят из так называемой средней чувствительности глаза) или другие приемники излучения.

39. Сложение в пространстве волн, при котором наблюдается устойчивая во времени картина усиления или ослабления результирующих световых колебаний в разных точках пространства — это

- A. дифракция;
- B. интерференция;
- C. фотоэффект;
- D. поляризация.

40. На экране наблюдается спектр с помощью дифракционной решетки, имеющей 500 штрихов на миллиметр. Расстояние от решетки до экрана 40 см. Спектральная линия в спектре первого порядка находится на расстоянии 9 см от центра экрана. Длина волны наблюдаемой спектральной линии _____ нм.

41. _____ - магнитооптический эффект, который заключается в том, что при распространении линейно поляризованного света через оптически неактивное вещество, находящееся в магнитном поле, наблюдается вращение плоскости поляризации света.

- A. эффект Малюса;
- B. эффект Керра;
- C. эффект Фарадея;
- D. эффект Погкельса.

42. Зависимость показателя преломления вещества от длины волны (частоты) света называется _____.

43. Металлическую пластину освещают светом с энергией фотонов 6,2 эВ. Работа выхода для металла пластины равна 2,5 эВ. Какова максимальная кинетическая энергия образовавшихся фотоэлектронов?

- A. 3,7 эВ;
- B. 6,2 эВ;
- C. 2,5 эВ;
- D. 8,7 эВ.

44. Если поместить внутрь тщательно вакуумированной колбы лёгкую крыльчатку и направить на неё яркий свет, то крыльчатка будет вращаться. Это явление называют

- A. преломление света;
- B. фотоэффект;
- C. интерференция света;
- D. давление света.

45. _____ – явление, состоящее в изменении длины волны рассеянного излучения при пропускании через вещество излучения рентгеновского диапазона. Изменение длины волны не зависит от свойств вещества, но зависит от угла рассеяния.

46. Гипотеза _____: движению каждой частицы соответствует распространение некоторой волны.

47. Установите соответствие между физическими процессами в микромире, перечисленными в первом столбце, и характеристиками этих процессов.

Физические процессы.

А. Изменение кинетической энергии атомного ядра в результате столкновения с другим ядром или частицей.

В. Изменение энергии атомного ядра как системы из протонов и нейтронов в результате взаимодействия с другим атомным ядром или частицей.

С. Испускание электромагнитных излучений возбужденным ядром.

Характеристики процессов.

- 1) возможны любые изменения энергии;
- 2) возможен лишь набор квантованных изменений энергии;
- 3) спектр линейчатый;
- 4) спектр сплошной.

48. Электронная оболочка электрически нейтрального атома криптона содержит 36 электронов. Сколько нейтронов содержится в ядре изотопа криптона-78.

- А. 36;
- В. 48;
- С. 78;
- Д. 114.

49. Лазер обязательно имеет три основных компонента:

- 1) активную среду, в которой создаются состояния с инверсией населенностей;
- 2) _____ (устройство для создания инверсии в активной среде);
- 3) оптический резонатор (параллельные зеркала).

50. В результате бомбардировки ядра X некоторого атома нейтронами в результате ядерной реакции получается ядро Y другого атома. В результате такой реакции массовое число ядра _____, зарядовое число _____.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель освоения дисциплины «Техническая физика» – изучение основных физических явлений и процессов, происходящих в природе. В материале курса рассматриваются базовые вопросы классической механики, молекулярной физики и термодинамики, электростатики и электродинамики, геометрической и волновой оптики, а также элементы квантовой физики, физики атома, ядра и элементарных частиц. В процессе освоения дисциплины студент формирует представления о физической картине мира, развивает самостоятельность при изучении законов природы, навыки работы с физическими приборами и оборудованием, понимание основных фактов, концепций, принципов теорий, связанных с естественными науками.

Познание мира человеком – диалектически сложный и противоречивый процесс, творческий по своему характеру.

До 1873 г. господствовала механическая картина мира, которая сменилась релятивистской физической картиной мира.

Первым шагом на пути построения новой научной физической картины мира явилась гипотеза М. Планка (1900): атомы излучают свет дискретными порциями – квантами. А. Эйнштейном было высказано предположение, что свет не только излучается, но и распространяется, а также поглощается веществом дискретными порциями – квантами.

Следующим шагом явилась модель атома водорода, предложенная Н. Бором (1913). Эта модель построена на основе соединения классических представлений с квантовыми постулатами.

В течение ряда десятилетий физики считали своей главной задачей проникновение в структуру материи. Исследование электронной оболочки атома, а на этой основе и свойств твердого тела стало эпохальным для физики XX в. Проникновение в структуру атомного ядра, а затем и в структуру ряда частиц явилось продолжением научного штурма общих принципов структурной организации материи. Ученым предстояло обобщить имеющиеся сведения с точки зрения современной физики на структурные формы материи, закономерности их взаимодействия, основываясь на неисчерпаемости материи и возможности ее познания, т.е. проследить

за диалектическим развитием материального мира. С точки зрения современной физики обобщать эти сведения следует с элементарных частиц, ибо на ранней стадии развития Вселенной именно они образовались первыми. В настоящее время известно несколько сотен элементарных частиц, причем стабильными являются лишь фотоны, нейтрино, электроны и их античастицы и в определенной степени протоны. Все остальные частицы не являются стабильными. Многочисленными исследованиями установлено, что истинно элементарными частицами, не проявляющими внутренней структуры, в настоящее время можно считать лишь фотоны и лептоны.

Рассуждения об элементарных частицах приводят к строению атомов и молекул, поскольку именно из них состоит весь окружающий нас мир и сам человек. Атом обуславливает индивидуальность любого химического элемента. В ядро атома входят протоны и нейтроны. Электронные оболочки атомов связывают их в молекулу. Ядра атомов тяжелых элементов могут самопроизвольно превращаться в ядра более легких атомов. Этот процесс может идти и в обратном направлении – из ядер атомов легких элементов могут образовываться ядра атомов более тяжелых элементов, что происходит при термоядерных реакциях, которые протекают, например, в недрах звезд.

Особенность элементарных частиц – их взаимопревращение, чему соответствуют четыре типа физических взаимодействий: слабое, сильное (ядерное), электромагнитное, гравитационное. Каждый тип взаимодействий характеризуется своим полем и квантами этого поля, т.е. взаимодействия являются обменными. Иначе говоря, частицы в процессе взаимодействия обмениваются между собой квантами соответствующих полей. Это качество легло в основу возможности объяснения различных видов взаимодействия элементарных частиц как различных проявлений единого взаимодействия. В настоящее время создана теория слабых и электромагнитных взаимодействий. Предпринимается попытка создать единую теорию трех видов взаимодействий в микромире: слабое, сильное, электромагнитное, – так называемое «великое объединение».

Более смелые мечты ученых связаны с поисками возможного суперобъединения, которое включало бы и гравитационное.

Таким образом, изучение свойств микрочастиц и их взаимодействий помогает понять эволюцию Вселенной, начиная с момента ее расширения до настоящего времени.

С точки зрения современной физики, все многообразие видов материи может быть сведено к существованию двух основных ее видов: вещества и поля.

Физические поля обладают свойством связывать элементарные частицы в атомы, молекулы, макротела, планеты и т. д.

Всякое изменение, происходящее в окружающем нас мире, представляет движение материи. Источником движения являются четыре типа физических взаимодействий.

В мире нет ничего иного, кроме движущейся материи. Познание мира есть процесс бесконечный. Элементарное и сложное в строении вещества – понятия относительные, и предназначение человека состоит в том, чтобы исследовать и понять свою Вселенную.

→ [Вернуться к оглавлению](#)

СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ

→ [Вернуться к оглавлению](#)

→

Справочные таблицы

Таблица 1. Основные физические постоянные (округленные значения)

Физическая постоянная	Обозначение	Значение
Ускорение свободного падения	g	9,81 м/с ²
Гравитационная постоянная	G	6,67·10 ⁻¹¹ м ³ /(кг·с ²)
Число Авогадро	N_A	6,02·10 ²³ моль ⁻¹
Универсальная газовая постоянная	R	8,31 Дж/(моль·К)
Постоянная Больцмана	k	1,38·10 ⁻²³ Дж/К
Элементарный заряд	e	1,60·10 ⁻¹⁹ Кл
Скорость света в вакууме	c	3,00·10 ⁸ м/с
Масса покоя электрона	m_e	9,1·10 ⁻³¹ кг
Масса покоя протона	m_p	1,67·10 ⁻²⁷ кг
Нормальные условия: давление	P	1,01·10 ⁵ Па
температура	T	273 К
Электрическая постоянная	ϵ_0	8,85·10 ⁻¹² Ф/м
Магнитная постоянная	μ_0	4 π ·10 ⁻⁷ Гн/м
Постоянная Стефана-Больцмана	σ	5,67·10 ⁻⁸ $\frac{Вт}{м^2 \cdot К^4}$
Постоянная Вина (первый закон)	b	2,9 · 10 ⁻³ м·К
Постоянная Вина (второй закон)	c	1,3 · 10 ⁻⁵ Вт/(м ³ ·К ⁵)
Постоянная Планка	h	6,63·10 ⁻³⁴ Дж·с
	\hbar	1,05·10 ⁻³⁴ Дж·с
Постоянная Ридберга	R	1,1·10 ⁷ м ⁻¹
	R'	3,3·10 ¹⁵ с ⁻¹
Энергия ионизации атома водорода	E_i	2,18·10 ⁻¹⁸ Дж (13,6эВ)
Атомная единица массы	$1 а.е.м$	1,660·10 ⁻²⁷ кг
Радиус Бора	a_0	0,529·10 ⁻¹⁰ м

Модуль Юнга для стали	E	0,2 ТПа
-----------------------	-----	---------

Таблица 2. Плотность твердых тел

Твердое тело	Плотность кг/м ³
Алюминий	$2,70 \cdot 10^3$
Барий	$3,50 \cdot 10^3$
Ванадий	$6,02 \cdot 10^3$
Висмут	$9,80 \cdot 10^3$
Латунь	$8,4 \cdot 10^3$
Железо	$7,88 \cdot 10^3$
Литий	$0,53 \cdot 10^3$
Медь	$8,93 \cdot 10^3$
Никель	$8,90 \cdot 10^3$
Сталь	$7,70 \cdot 10^3$
Свинец	$11,3 \cdot 10^3$
Серебро	$10,5 \cdot 10^3$
Цезий	$1,90 \cdot 10^3$
Цинк	$7,15 \cdot 10^3$
Фарфор	$2,3 \cdot 10^3$

Таблица 3. Плотность жидкостей

Жидкость	Плотность кг/м ³
Вода (при 4 °С)	$1,00 \cdot 10^3$
Глицерин	$1,26 \cdot 10^3$
Ртуть	$13,6 \cdot 10^3$
Машинное масло	$0,9 \cdot 10^3$
Сероуглерод	$1,26 \cdot 10^3$
Спирт	$0,80 \cdot 10^3$
Касторовое масло	$0,9 \cdot 10^3$
Нефть	$0,85 \cdot 10^3$

Таблица 4. Плотность газов (при нормальных условиях)

Газ	Плотность кг/м ³
Аргон	1,78
Водород	0,09
Воздух	1,29
Гелий	0,18
Кислород	1,43
Азот	1,25

Таблица 5. Эффективный диаметр молекул, динамическая вязкость и теплопроводность газов при нормальных условиях

Вещество	Эффективный диаметр $d \cdot 10^{10}$, м	Динамическая вязкость η , мкПа·с	Теплопроводность λ , мВт/(м·К)
Азот	0,38	16,6	24,3
Аргон	0,35	21,5	16,2
Водород	0,28	8,66	168
Воздух	0,27	17,2	24,1
Гелий	0,22	18,9	142
Кислород	0,29	19,8	24,4
Пары воды	0,30	8,32	15,8

Таблица 6. Динамическая вязкость η жидкостей при 20 °С

Вещество	Динамическая вязкость η , мПа·с
Вода	1,00
Глицерин	1480
Масло касторовое	987
Масло машинное	100
Ртуть	1,58

Таблица 7. Молярные массы некоторых газов

Газ	Молярная масса $\mu \cdot 10^3$, кг/моль
Гелий	4
Аргон	40
Неон	20
Водород	2
Кислород	32
Углерод	24
Азот	28
Воздух	29
Пары воды	18

Таблица 8. Удельная теплоемкость

Вещество	Удельная теплоемкость c , Дж/(кг·К)
Вода	4190
Лед	2100
Нихром	220
свинец	126

Таблица 9. Удельная теплота плавления

Вещество	Удельная теплота плавления λ , Дж/кг
Лед	$33,5 \cdot 10^4$
Свинец	$2,3 \cdot 10^4$

Таблица 10. Удельная теплота парообразования

Вещество	Удельная теплота парообразования r , Дж/кг
Вода	$22,5 \cdot 10^5$
Эфир	$6,68 \cdot 10^5$

Таблица 11. Диэлектрическая проницаемость

Вещество	Проницаемость
Парафин	2,0
Стекло	7,0
Вода	81
Масло трансформаторное	2,2

Таблица 12. Удельное сопротивление металлов

Металл	Удельное сопротивление металлов, Ом·м
Железо	$9,8 \cdot 10^{-8}$
Нихром	$1,1 \cdot 10^{-6}$
Никелин	$4 \cdot 10^{-7}$
Медь	$1,72 \cdot 10^{-8}$
Серебро	$1,6 \cdot 10^{-8}$

Таблица 13. Показатель преломления

Вещество	Показатель
Алмаз	2,42
Вода	1,33
Глицерин	1,47
Стекло	1,50

Таблица 14. Работа выхода электронов

Металл	Дж	эВ
Калий	$3,5 \cdot 10^{-19}$	2,2
Литий	$3,7 \cdot 10^{-19}$	2,3
Серебро	$7,5 \cdot 10^{-19}$	4,7

Цинк	$6,4 \cdot 10^{-19}$	4,0
------	----------------------	-----

Таблица 15. Относительные атомные массы (атомные веса) A и порядковые номера Z некоторых элементов

Элемент	Химический символ	A	Z
Азот	N	14	7
Алюминий	Al	27	13
Водород	H	1	1
Вольфрам	W	184	74
Гелий	He	4	2
Железо	Fe	56	26
Золото	Au	197	79
Калий	K	39	19
Кальций	Ca	40	20
Кислород	O	16	8
Магний	Mg	24	12
Марганец	Mn	55	25
Медь	Cu	64	29
Молибден	Mo	96	42
Натрий	Na	23	11
Никель	Ni	59	28
Платина	Pt	195	78
Сера	S	32	16
Серебро	Ag	108	47
Уран	U	238	92
Углерод	C	12	6
Хлор	Cl	35	17

Таблица 16. Масса и энергия покоя некоторых частиц

Частица	m_0		E_0	
	кг	а.е.м.	Дж	МэВ
Электрон	$9,11 \cdot 10^{-31}$	0,00055	$8,16 \cdot 10^{-14}$	0,511
Протон	$1,672 \cdot 10^{-27}$	1,00728	$1,50 \cdot 10^{-10}$	938
Нейтрон	$1,675 \cdot 10^{-27}$	1,00867	$1,51 \cdot 10^{-10}$	939
Дейтрон	$3,35 \cdot 10^{-27}$	2,01355	$3,00 \cdot 10^{-10}$	1876
α -частица	$6,64 \cdot 10^{-27}$	4,00149	$5,96 \cdot 10^{-10}$	3733
Нейтральный мезон π^-	$2,41 \cdot 10^{-28}$	0,14498	$2,16 \cdot 10^{-11}$	135

Таблица 17. Массы нейтрона и некоторых атомов

Изотоп	Символ	Масса (а.е.м)
Нейтрон	n^1	1,00867
Водород	${}_1H^1$	1,00783
	${}_1H^2$	2,01410
	${}_1H^3$	3,01605
Гелий	${}_2He^3$	3,01603
	${}_2He^4$	4,00260
Литий	${}_3Li^6$	6,01513
	${}_3Li^7$	7,01601
Бериллий	${}_4Be^7$	7,01693
	${}_4Be^9$	9,01219
Бор	${}_5B^{10}$	10,01294
	${}_5B^{11}$	11,00930
Углерод	${}_6C^{12}$	12,00000
	${}_6C^{13}$	13,00335
	${}_6C^{14}$	14,00324
Азот	${}_7N^{14}$	14,00307
Кислород	${}_8O^{16}$	15,99491
	${}_8O^{17}$	16,99913
Магний	${}_{12}Mg^{23}$	22,99414

Таблица 18. Периоды полураспада радиоактивных изотопов.

Изотоп	Символ	Период полураспада
Магний	$^{27}_{12}\text{Mg}$	10 мин
Фосфор	$^{32}_{15}\text{P}$	14,3 суток
Кобальт	$^{60}_{27}\text{Co}$	5,3 года
Стронций	$^{90}_{38}\text{Sr}$	27 лет
Йод	$^{131}_{53}\text{I}$	8 суток
Актиний	$^{225}_{89}\text{Ac}$	10 суток
Торий	$^{229}_{90}\text{Th}$	$7 \cdot 10^3$ лет
Уран	$^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ лет
Радий	$^{219}_{88}\text{Ra}$	10^{-3} сек
	$^{226}_{88}\text{Ra}$	$1,62 \cdot 10^3$ лет

Таблица 19. внесистемные единицы, допущенные к применению наравне с единицами СИ, их связь с единицами СИ

Наименование величины	Единица		
	Название	Обозначение	Соотношение с единицей СИ
Масса	тонна	т	$1\text{т} = 10^3 \text{ кг}$
	атомная единица массы	а.е.м.	$1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Время	минута	мин	$1 \text{ мин} = 60 \text{ с}$
	час	ч	$1\text{ч} = 3600 \text{ с}$
	сутки	сут	$1 \text{ сут} = 86400 \text{ с}$
	год	год	$1 \text{ год} = 365,25 \text{ сут} = 3,16 \cdot 10^7 \text{ с}$
Работа, энергия	электрон -вольт	эВ	$1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$

Таблица 20. Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц и их наименования

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

Дополнительные сведения из математики

→ [Вернуться к оглавлению](#)

Векторы. Математические действия над векторами

Вектор определяется модулем и направлением.

Сумма двух векторов, приложенных к одной точке тела, изображается по модулю и направлению диагональю параллелограмма, построенного на слагаемых векторах как на сторонах. Построение параллелограмма можно заменить построением треугольника (из конца одного вектора проводится вектор равный по модулю равный другому и параллельный ему, соединив начало первого вектора и конец второго получим вектор суммы) – это построение называют *правилом треугольника*.

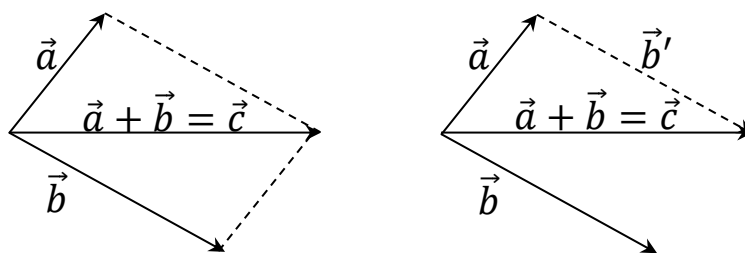


Рис. 1

Сложение нескольких векторов расположенных в одной плоскости и приложенных в одной точке под углом друг к другу можно проводить постепенно: сначала находят вектор суммы двух векторов, затем складывают этот вектор с каким-либо третьим и т.д., либо складывают векторы попарно, затем полученные векторы снова складывают попарно и т.д.

На рисунке 2 а) показано последовательное сложение четырех векторов по правилу треугольника. Можно пропустить промежуточные построения, а провести более простое построение (рисунок 2 б)).

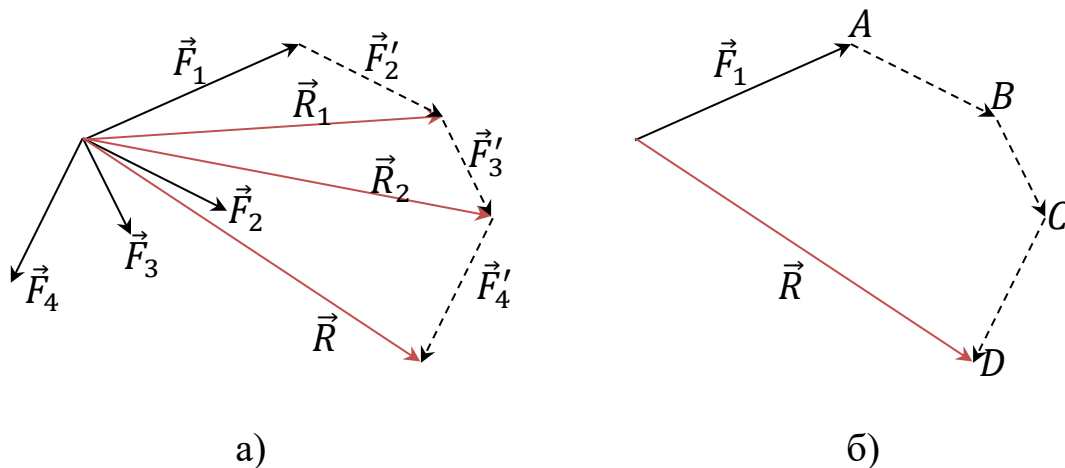


Рис. 2.

Правило приведенное на рисунке 2 б) называется *правилом многоугольника*.

Из выше сказанного следует, что в отличие от алгебраического сложения скалярных величин, *векторы складываются геометрически*.

Вычитание одного вектора из другого заменяется действием сложения «уменьшаемого» вектора с равным по модулю и направленным противоположно «вычитаемому» вектору.

Сложение и вычитание векторов направленных по одной прямой, можно упростить, заменив геометрическое сложение и вычитание алгебраическим сложением их проекций на ось направленную вдоль той же прямой. При этом проекции векторов направленных так же, как и выбранная ось считаются положительными, а направленных в противоположную сторону – отрицательными.

При умножении вектора \vec{F} на скалярную величину α получается вектор $\alpha\vec{F}$, приложенный в той же точке, модуль его в α раз больше модуля F умножаемого вектора. Направление вектора $\alpha\vec{F}$ совпадает с направлением исходного вектора, если $\alpha > 0$? И противоположно исходному, если $\alpha < 0$.

Умножение двух векторов.

Скалярное умножение (произведение). Обозначается: $\vec{F}_1\vec{F}_2$ или $\vec{F}_1 \cdot \vec{F}_2$.

В результате скалярного умножения двух векторов получается скалярная величина, равная произведению модулей этих векторов на косинус угла между ними

$$\vec{F}_1 \vec{F}_2 = F_1 F_2 \cos(\widehat{\vec{F}_1, \vec{F}_2}).$$

Так же скалярное произведение может быть найдено как сумма произведений соответствующих координат исходных векторов.

Векторное умножение (произведение).

Обозначается: $[\vec{F}_1 \vec{F}_2]$ или $\vec{F}_1 \times \vec{F}_2$.

В результате векторного умножения двух векторов получается вектор, модуль которого численно равен площади параллелограмма, построенного на этих двух векторах

$$|\vec{F}_1 \times \vec{F}_2| = F_1 F_2 \sin(\widehat{\vec{F}_1, \vec{F}_2}).$$

Линия действия этого вектора перпендикулярна к плоскости, в которой расположены два умножаемых вектора, а его направление таково, что если смотреть из его конца, то кратчайший поворот вокруг него от первого умножаемого вектора ко второму представляется происходящим против часовой стрелки (рис. 3).
Причем

$$\vec{F}_1 \times \vec{F}_2 \neq \vec{F}_2 \times \vec{F}_1,$$

но

$$\vec{F}_1 \times \vec{F}_2 = -\vec{F}_2 \times \vec{F}_1.$$

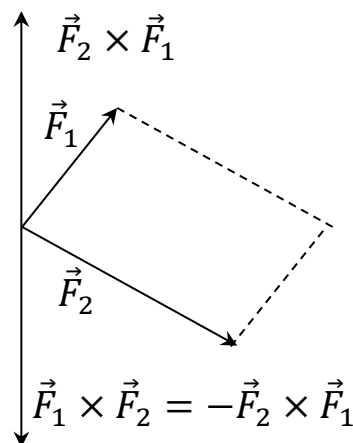


Рис. 3.

Разложение вектора на составляющие по двум направлениям производится по правилу параллелограмма, в котором разлагаемый вектор является диагональю, а результирующие векторы – сторонами.

В частном случае разложения вектора по двум взаимно перпендикулярным составляющим направлениям параллелограмм превращается в прямоугольник.

На рисунке приведено разложение вектора \vec{F} по координатным осям на векторы \vec{F}_1 и \vec{F}_2 . Модули составляющих векторов

$$F_1 = F \cos \alpha, F_2 = F \sin \alpha.$$

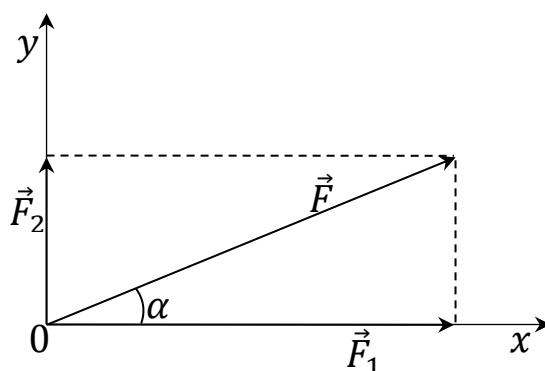


Рис. 6.

Проекция точек и векторов на ось.

Проекцией точки A на какую-либо прямую (ось) OO' называется основание перпендикуляра a , опущенного из этой точки на прямую.

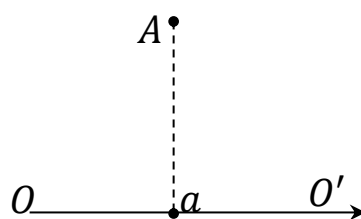


Рис. 7.

Проекцией вектора \overrightarrow{AB} на ось OO' называется отрезок ab между проекциями на эту ось начала и конца вектора.

Если направление от проекции начала вектора к проекции его конца совпадает с принятым направлением оси, то проекция считается положительной ($ab, a'b'$), в противном случае проекция – отрицательна ($cd, c'd'$).

Как видно из рисунка 8, проекция вектора на ось равна произведению длины вектора на косинус угла между положительным направлением оси и вектором:

$$ab = AB \cos \alpha_1, \quad a'b' = A'B' \cos \alpha_2,$$

$$cd = CD \cos \alpha_3, \quad c'd' = C'D' \cos \alpha_4.$$

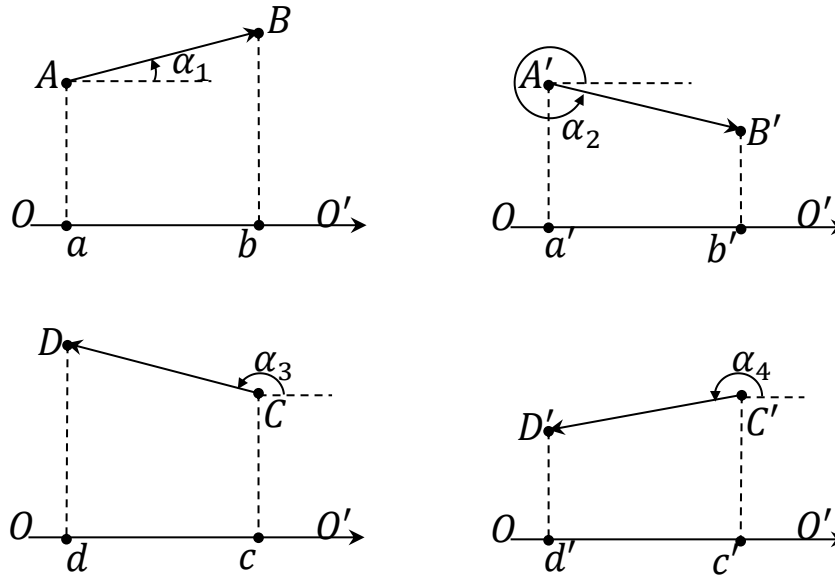


Рис. 8.

При этом угол, как принято в тригонометрии, отсчитывается против часовой стрелки (угол по часовой стрелке считается отрицательным). На практике, можно взять косинус острого угла между осью и вектором, а знак проекции определить по чертежу.

Из сказанного видно, что *проекция вектора на ось, есть величина скалярная*, – все математические действия с проекциями производятся алгебраически.

Производная и интеграл

Движение бывает равномерным и неравномерным. При равномерном движении скорость точки постоянна.

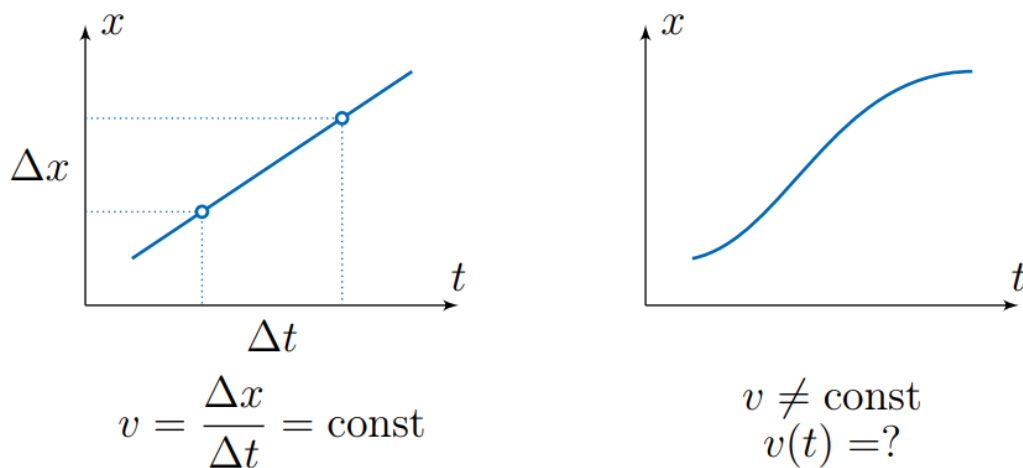


Рис. 9.

Однако, движение бывает неравномерным. При этом скорость уже не будет постоянной. В таком случае надо вычислять скорость в любой момент времени.

Как вычислить скорость?

Для начала определим среднюю скорость тела на участке. Пусть в момент времени t_1 тело находилось в точке с координатой x_1 , а к моменту t_2 переместилось в точку с координатой x_2 . Средней скоростью движения за это время называется

$$v_{\text{cp}} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{\Delta x}{\Delta t}.$$

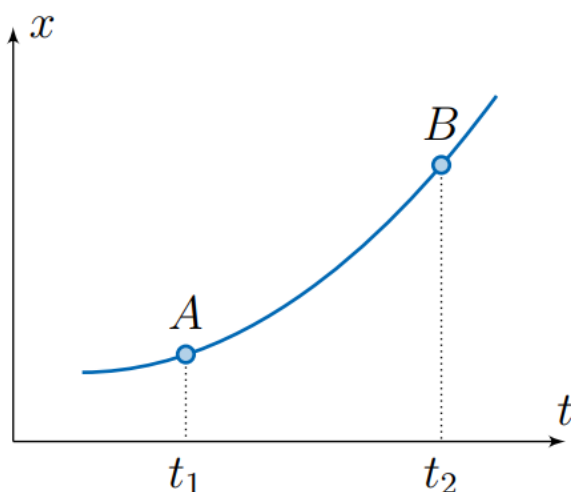


Рис. 10.

Теперь будем выбирать интервал времени Δt все меньше и меньше. При этом точка B будет все ближе и ближе к точке A (см. рисунок ниже). Секущие к графику постепенно превращаются в касательную.

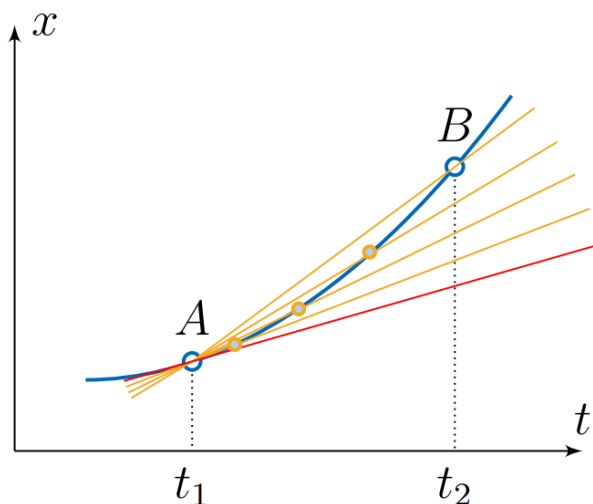


Рис. 11.

При этом и в числителе, и в знаменателе выражения для средней скорости

$$v_{\text{cp}} = \frac{\Delta x}{\Delta t}.$$

Стоят очень маленькие числа, но их отношение оказывается конечным числом (то есть не очень маленьким и не очень большим).

Покажем это на примере.

Возьмем функцию

$$x(t) = at^2.$$

Пусть x измеряется в метрах, а t в секундах и $a = 1 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$. Вычислим скорость в точке $t_1 = 1$. Будем брать различные Δt .

Таблица 1.

Δt	$\Delta x = x(t_1 + \Delta t) - x(t_1)$	$\frac{\Delta x}{\Delta t}$
1	$2^2 - 1^2 = 3$	3
0,1	0,21	2,1
0,01	0,0201	2,01
0,001	0,002001	2,001
0,0001	0,00020001	2,0001

Мы видим, что при очень малых Δt средняя скорость за время Δt становится близка к $v = 2 \frac{M}{c}$. И чем меньше Δt , тем точнее выполняется это равенство. Математики говорят так: «в пределе при Δt стремящемся к нулю, скорость стремится к $2 \frac{M}{c}$ ».

Мгновенной скоростью (по оси Ox) в момент времени t называется предел отношения приращения координаты Δx к приращению времени Δt .

$$v(t_1) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t_1 + \Delta t) - x(t_1)}{\Delta t}.$$

Перейдем к общему случаю.

Производная $f'(x)$ функции $f(x)$ в точке x — это предел отношения приращения функции к приращению аргумента, когда приращение аргумента стремится к нулю:

$$f'(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta f(x)}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} = \frac{df(x)}{dx}.$$

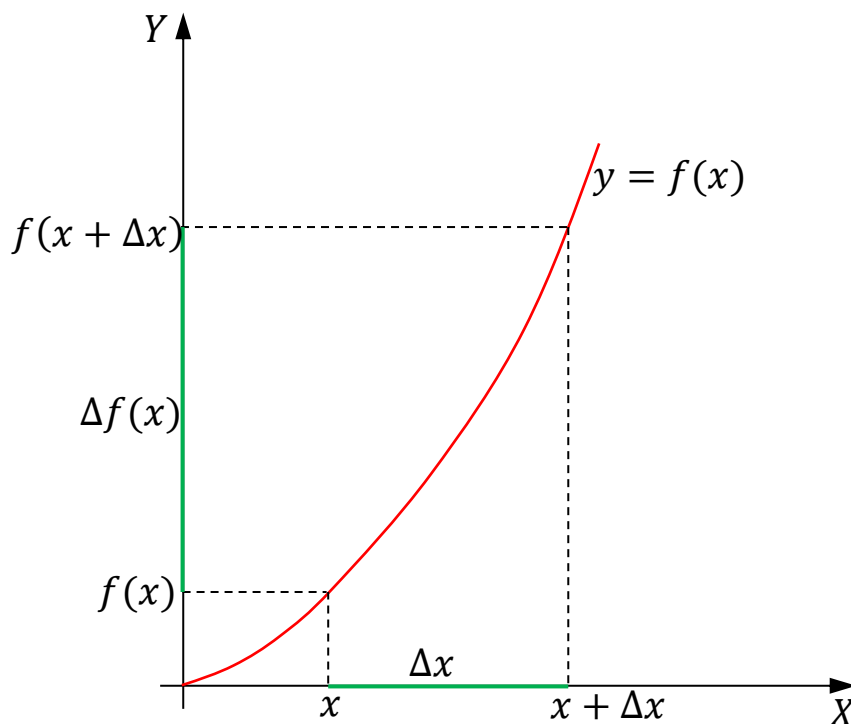


Рис. 12.

В физике чаще всего в качестве аргумента рассматривается время t , а в качестве функции может быть рассмотрена любая непрерывно изменяющаяся со временем величина.

Нахождение производной функции называется *дифференцированием*.

Величина dx соответствует бесконечно малому приращению аргумента x , а величина $df = f'(x)dx$ – называется *дифференциалом функции*, и соответствует ее бесконечно малому приращению.

Функция $F(x)$ называется *первообразной функции* $f(x)$ на интервале (x_1, x_2) , если для любого $x \in (x_1, x_2)$ выполняется равенство

$$F'(x) = f(x) \quad \text{или} \quad dF(x) = f(x)dx.$$

Первообразная функции численно равна площади фигуры, ограниченной графиком функции, осью аргумента, прямыми $x = x_1$ и $x = x_2$.

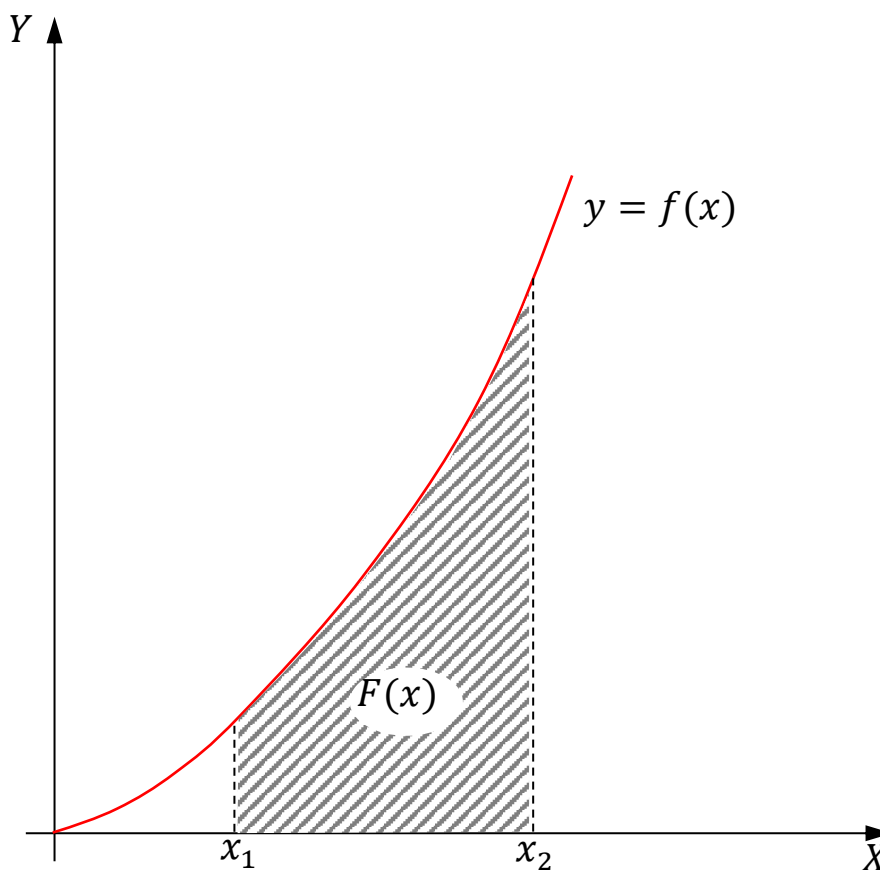


Рис. 13.

Множество всех первообразных функций $F(x) + C$ для $f(x)$ называют *неопределенным интегралом от функции $f(x)$* и обозначают $\int f(x)dx$.

Таким образом

$$\int f(x)dx = F(x) + C.$$

Определенный интеграл определяется формулой

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x)dx = F(x_2) - F(x_1).$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Аминов, Л.К. Термодинамика и статистическая физика. Конспекты лекций и задачи / Л.К. Аминов. - Казань: Казан ун-т, 2015. - 180 с.
2. Байков, Ю. А. Квантовая механика: учебное пособие / Ю. А. Байков, В. М. Кузнецов. - 2-е изд. (эл.). - Москва: Лаборатория знаний, 2015. - 294 с.
3. Белоусов, Ю.М. Задачи по теоретической физике [Электронный ресурс]: учебное пособие / Ю.М. Белоусов, С.Н. Бурмистров, А.И. Тернов - Долгопрудный: Интеллект, 2013. - 584 с.
4. Блохинцев, Д. И. Основы квантовой механики: учебное пособие / Д. И. Блохинцев. - 7-е изд., стер. - Санкт-Петербург: Лань, 2004. - 672 с.
5. Бондарев Б.В. Курс общей физики. В 3 кн.: учебное пособие / Б.В. Бондарев, Н.П. Калашников, Г.Г. Спирин. – 2-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2005. – 352 с.
6. Борисёнок С.В., Квантовая статистическая механика. / Борисёнок С. В., Кондратьев А. С. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011. - 136 с.
7. Васильев, А. Н. Классическая электродинамика: Учебное пособие / Васильев А.Н., - 2-е изд., стереотипное. - СПб: БХВ-Петербург, 2010. - 276 с
8. Грибов Л.А., Прокофьева Н.И. Основы физики: учебник. – 3-е изд. – М.: Гардарина, 1998. – 564 с.
9. Детлаф А.А. Курс физики: учебное пособие для вузов. – 4-е изд., испр. / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М.: Высш. шк., 2002. – 718 с.
10. Дмитриева В.Ф., В.Л. Прокофьев. Основы физики: учебное пособие для студентов вузов. – 4-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2009. – 527 с.
11. Иванов Б.М. Законы физики. – М.: Наука, 1989. – 591 с.
12. Калашников Н.П. Основы физики. В 2 т.: учебник для вузов / Н.П. Калашников, М.А. Смондырев. – 3-е изд., стер. – М.: Дрофа, 2007.
13. Каликинский, И. И. Электродинамика: учебное пособие / И.И. Каликинский. - 3-е изд-е, перераб. и доп. - Москва: ИНФРА-М, 2020. - 159 с.

14. Кочелаев, Б.И. Квантовая теория: конспект лекций / Б. И. Кочелаев. - [2-е изд., перераб., доп. и испр.]. - Казань: Казанский университет, 2013. - 222 с.

15. Краснопевцев Е.А., Спецглавы физики. Статистическая физика равновесных систем: учеб. пособие / Краснопевцев Е.А. - Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2014. - 387 с.

16. Ландау Л.Д., Теоретическая физика. Том 5. Статистическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. / Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. - 5-е изд., стереот.- М. : ФИЗМАТЛИТ, 2010. - 616 с.

17. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: учебное пособие / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. - 4-е изд., стер. - Москва: ФИЗМАТЛИТ, [б. г.]. - Том 8: Электродинамика сплошных сред - 2005. - 656 с.

18. Макаренко Г.М. Физика. Механика. Основы молекулярной физики и термодинамики. Т. 1. – Мн.: Дизайн ПРО, 1997. – 176 с.

19. Матвеев А.В. Механика и теория относительности: учебное пособие. – 4-е изд., стер. – СПб.: Издательство «Лань», 2009. – 336 с.

20. Мокшин, А.В., А.Ф. Хайрутдинова, Р.М. Хуснутдинов. Статистическая физика и термодинамика [Электронный ресурс] / А.В. Мокшин, А.Ф. Хайрутдинова, Р.М. Хуснутдинов. - Казань: Казан. ун-т, 2015. - 26 с.

21. Ремезов А.Н., Потапенко А.Я. Курс физики: учебник для вузов. – М.: Дрофа, 2002. – 720 с.

22. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн.: учебное пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: АСТ Астрель, 2006. – 336 с.

23. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учебное пособие для вузов. В 5 т.– 3-е изд., стер. / Д.В. Сивухин – М.: Физматлит, 2006. – 560 с.

24. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – Изд. 14-е, перераб. и доп. / Т.И. Трофимова. – М.: Издательский центр «Академия», 2007. – 560 с.

25. Тюрин Ю.И. Ч.1. Механика.: учебное пособие для технических университетов / Ю.И. Тюрин, И.П. Чернов, Ю.Ю. Крючков.– Томск: Изд-во Томского ун-та, 2002. – 502 с.

26. Чернов И.П. Физика: сборник задач. Часть 1. Механика: учебное пособие / И.П. Чернов, В.В. Ларионов, Ю.И. Тюрин. – Томск: Изд-во Томского ун-та, 2004. – 390 с.

Учебное электронное издание

МОКРОВА Альбина Андреевна
КОЗЛИКОВ Роман Алексеевич

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Учебно-практическое пособие

Издается в авторской редакции

Системные требования: Intel от 1,3 ГГц; Windows XP/7/8/10;
Adobe Reader; дисковод CD-ROM.

Тираж 25 экз.

Владимирский государственный университет
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых
Изд-во ВлГУ
rio.vlgu@yandex.ru

Педагогический институт
кафедра физико-математического образования и информационных технологий
cozlikov.roman2014@yandex.ru
albina.mokrova@yandex.ru