

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»

Кафедра «Физика»

ФИЗИКА

ПРАКТИКУМ

**по выполнению лабораторных работ для студентов
специальностей 1-40 05 01 «Информационные системы
и технологии», 1-50 01 07 «Информационные
технологии и управление в технических системах»
и 1-27 01 01 «Экономика и организация производства»
дневной формы обучения**

Электронный аналог печатного издания

Гомель 2016

УДК 53(075.8)
ББК 22.3я73
Ф50

*Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
энергетического факультета ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 4 от 22.12.2015 г.)*

Составители: *А. И. Кравченко, В. И. Дробышевский*

Рецензент: канд. физ.-мат. наук, доц. каф. «Высшая математика»
ГГТУ им. П. О. Сухого *В. И. Лашкевич*

Физика : практикум по выполнению лаб. работ для студентов специальностей
Ф50 1-40 05 01 «Информационные системы и технологии», 1-50 01 07 «Информационные
технологии и управление в технических системах» и 1-27 01 01 «Экономика и органи-
зация производства» днев. формы обучения / сост.: А. И. Кравченко, В. И. Дробышевский. –
Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2016. – 84 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel Cel-
eron 300 МГц ; 32 Мб RAM ; свободное место на HDD 16 Мб ; Windows 98 и выше ;
Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <https://elib.gstu.by>. – Загл. с титул. экрана.

ISBN 978-985-535-306-6.

Содержит лабораторные работы, охватывающие основные разделы физики. Помимо тео-
ретической части, в работе дается описание экспериментальной установки, вывод рабочих фор-
мул, приводится список литературы и вопросы для самопроверки.

Для студентов технических и экономических специальностей дневной формы обучения.

УДК 53(075.8)
ББК 22.3я73

ISBN 978-985-535-306-6

© Кравченко А. И., Дробышевский В. И.,
составление, 2016
© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2016

ВВЕДЕНИЕ

Лабораторные работы по дисциплине «Физика» проводятся в соответствии с требованиями государственных образовательных стандартов высшего образования по специальностям обучения в ГГТУ им. П. О. Сухого.

Выполнение лабораторных работ состоит из двух этапов – этапа самостоятельной домашней подготовки и аудиторных занятий. Аудиторные занятия проводятся в учебное время, обозначенное в расписании.

Аудиторные занятия строятся по трехступенчатой схеме:

- опрос студента и его допуск к выполнению экспериментальной части лабораторной работы;
- выполнение экспериментальной части лабораторной работы;
- защита отчета о лабораторной работе.

Выполнение лабораторной работы включает предварительную подготовку, проведение экспериментов и составление отчета о результатах исследований.

При подготовке к выполнению работы студент должен изучить теоретическую часть, описание лабораторной установки и методы измерений. При выполнении лабораторной работы выполнять установленные в лаборатории правила противопожарной и техники безопасности.

Отчет о лабораторной работе оформляется на листах формата А4 и содержит следующие структурные элементы: титульный лист, цель работы, перечень оборудования и принадлежностей, теоретическую и экспериментальную части, графический материал, выводы.

Защита отчетов о лабораторных работах осуществляется не позднее указанных в учебных планах и оговоренных преподавателем сроков. Невыполнение студентом лабораторной работы, несвоевременное или неполное ее выполнение, несвоевременное представление отчета о лабораторной работе или представление не полностью оформленного отчета позволяет считать данного студента не выполнившим требований учебного процесса с последующей простановкой в зачетную ведомость отметки «не допущен» по курсу физики. В случае неявки студента на занятия по уважительной причине по представлению деканата назначается дополнительное занятие для отработки лабораторной работы.

Пособие предназначено в помощь студентам при подготовке и защите отчетов о лабораторных работах.

Лабораторная работа № 1

ИЗУЧЕНИЕ РАВНОПЕРЕМЕННОГО ДВИЖЕНИЯ

Цель работы: изучить равноускоренное движение и определить величину ускорения свободного падения тел.

Приборы и принадлежности: штатив с передвижными платформами, несущими электромагнит и прерыватель; электрический секундомер; метровая линейка; стальные шарики (для лаборатории 2-506); установка «Машина Атвуда»; сменные грузики (для лаборатории 2-508).

1. Теоретическая часть

Простейшим видом движения материи является *механическое движение*, представляющее собой перемещение в пространстве тел или их частей относительно друг друга с течением времени.

Положение материальной точки M в классической механике можно задать двумя эквивалентными способами: 1) координатами x, y, z , т. е. $M(x, y, z)$; 2) три координаты x, y, z можно объединить в один направленный отрезок или радиус-вектор \vec{r} , проведенный из начала координат в рассматриваемую точку M (рис. 1.1). При движении точки M радиус-вектор ее непрерывно меняется.

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k},$$

где $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – координатные орты, направленные вдоль соответствующих осей OX, OY, OZ (рис. 1.1).

Длина радиуса-вектора (модуль) равна $|\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

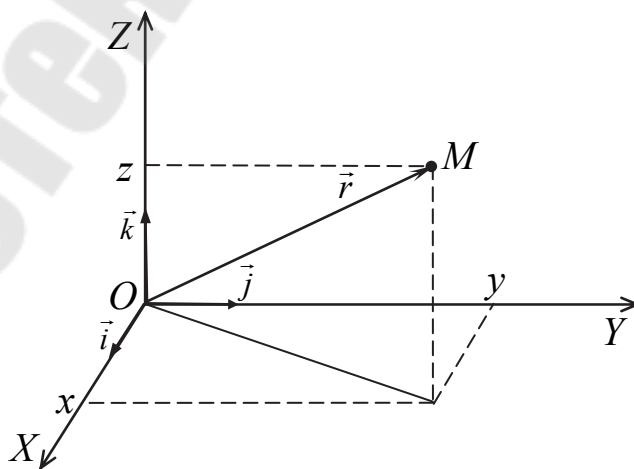


Рис. 1.1. Положение материальной точки M в пространстве

Полное описание движения точки сводится к нахождению трех координат x , y , z как функции времени t :

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t)$$

или к нахождению одной векторной функции.

1.1. Скорость и ускорение при прямолинейном и криволинейном движении

Для характеристики направления и быстроты движения в механике вводится понятие скорости. Вектор средней скорости \vec{v}_{cp} при перемещении между двумя точками определяется как вектор, совпадающий по направлению с перемещением и равный по модулю вектору перемещения, деленному на время перемещения (рис. 1.2):

$$\vec{v}_{\text{cp}} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t}.$$

При неограниченном уменьшении Δt средняя скорость стремится к предельному значению, которое называется *мгновенной скоростью* \vec{v} .

Истинной, или мгновенной, скоростью материальной точки называется предел средней скорости при $\Delta t \rightarrow 0$, т. е. производная радиуса-вектора \vec{r} по времени:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}}. \quad (1.1)$$

Таким образом, мгновенная скорость есть векторная величина, равная первой производной радиуса-вектора по времени $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$. Так как секущая в пределе совпадает с касательной, то вектор скорости направлен по касательной к траектории в сторону движения (рис. 1.2). По мере уменьшения Δt путь ΔS все больше будет приближаться к $|\Delta \vec{r}|$, поэтому модуль мгновенной скорости

$$|\vec{v}| = v = \left| \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}.$$

То есть модуль мгновенной скорости равен первой производной пути по времени $v = \frac{dS}{dt}$.

Вектор скорости \vec{v} можно разложить по базису \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} , т. е. по осям прямоугольной декартовой системы координат: $\vec{v} = v_x \vec{i} + v_y \vec{j} + v_z \vec{k}$, где $v_x = \frac{dx}{dt}$, $v_y = \frac{dy}{dt}$, $v_z = \frac{dz}{dt}$ – проекции вектора на оси координат.

Зная проекции вектора скорости на координатные оси v_x , v_y , v_z , можно найти вектор скорости и его модуль: $|\vec{v}| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$.

1.2. Ускорение

Пусть в моменты времени t и $t + \Delta t$ скорости равны, соответственно, $\vec{v}(t)$ и $\vec{v}(t + \Delta t)$. Следовательно, за промежуток времени Δt скорость изменилась на $\Delta \vec{v} = \vec{v}(t + \Delta t) - \vec{v}(t)$. Производную скорости по времени называют ускорением материальной точки. По определению ускорения

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{v}(t + \Delta t) - \vec{v}(t)}{\Delta t}, \text{ или } \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \dot{\vec{v}}(t).$$

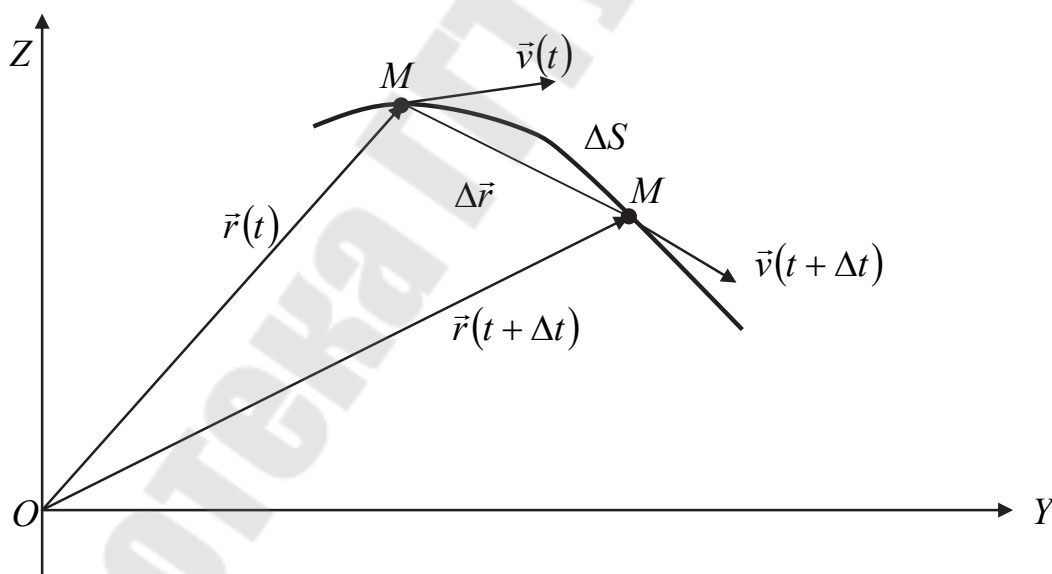


Рис. 1.2. Криволинейное движение материальной точки

Учитывая, что $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$, а $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$, ускорение можно выразить в виде $\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$, или $\vec{a} = \frac{d^2x}{dt^2}\vec{i} + \frac{d^2y}{dt^2}\vec{j} + \frac{d^2z}{dt^2}\vec{k}$.

Проекции ускорения в декартовой системе координат выражаются формулами:

$$a_x = \frac{d^2x}{dt^2}, \quad a_y = \frac{d^2y}{dt^2}, \quad a_z = \frac{d^2z}{dt^2}.$$

1.3. Тангенциальное и нормальное ускорение

В общем случае вектор \vec{a} удобно разложить на две составляющие: тангенциальную \vec{a}_τ и нормальную \vec{a}_n (рис. 1.3).

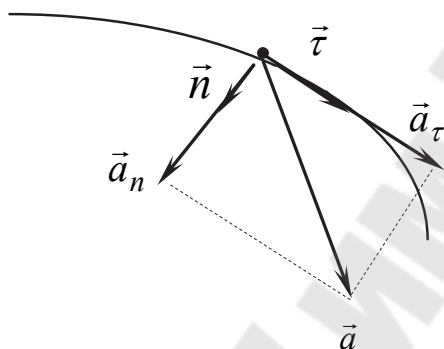


Рис. 1.3. Тангенциальное и нормальное ускорение

Тангенциальная составляющая ускорения:

$$a_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt}$$

определяет быстроту изменения скорости. Нормальная составляющая:

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

определяет быстроту изменения скорости по направлению (R – радиус кривизны траектории, ω – угловая скорость). Полное ускорение точки, движущейся по криволинейной траектории (по теореме Пифагора), равно

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n,$$

аналитическое выражение которого:

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

$$|\vec{a}| = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2} = \sqrt{a_x^2 + a_y^2},$$

где $\vec{\tau}$ – единичный вектор, касательный к траектории движения материальной точки; \vec{n} – единичный вектор в направлении главной нормали.

1.4. Кинематическое уравнение движения

При прямолинейном движении нормальная составляющая ускорения равна нулю, поэтому полное ускорение $\vec{a} = \vec{a}_\tau$. Пусть \vec{v}_0 – начальная скорость движения материальной точки в момент $t_0 = 0$; \vec{r}_0 – радиус-вектор материальной точки в начальный момент времени. Запишем кинематическое уравнение движения материальной точки. Согласно (1.1)

$$d\vec{r} = \vec{v} dt, \text{ или } \vec{r} = \int_{r_0}^r d\vec{r} = \int_0^t \vec{v} dt, \text{ откуда}$$

$$\vec{r} - \vec{r}_0 = \int_0^t \vec{v} dt. \quad (1.2)$$

Из определения ускорения $d\vec{v} = \vec{a} dt$ имеем $\vec{v} = \int_{v_0}^v d\vec{v} = \int_0^t \vec{a} dt$, следовательно,

$$\vec{v} - \vec{v}_0 = \int_0^t \vec{a} dt, \text{ или } \vec{v} = \vec{v}_0 + \int_0^t \vec{a} dt. \quad (1.3)$$

Подставив (1.3) в (1.2), имеем:

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \int_0^t \vec{v} dt = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \int_0^t \int_0^t \vec{a} dt dt. \quad (1.4)$$

В случае, когда движение происходит с постоянным ускорением ($\vec{a} = \text{const}$), имеем равнопеременное движение. Тогда из (1.4) получим

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2}, \text{ в скалярном виде, приняв } x = S, \text{ имеем:}$$

$$S = \pm v_{0x} t \pm \frac{a_x t^2}{2}.$$

2. Описание установки и методика измерений в лаборатории 2-508

В данной лаборатории законы ускоренного движения тел изучают с помощью универсальной установки «Машина Атвуда», внешний вид которой показан на рис. 1.4.

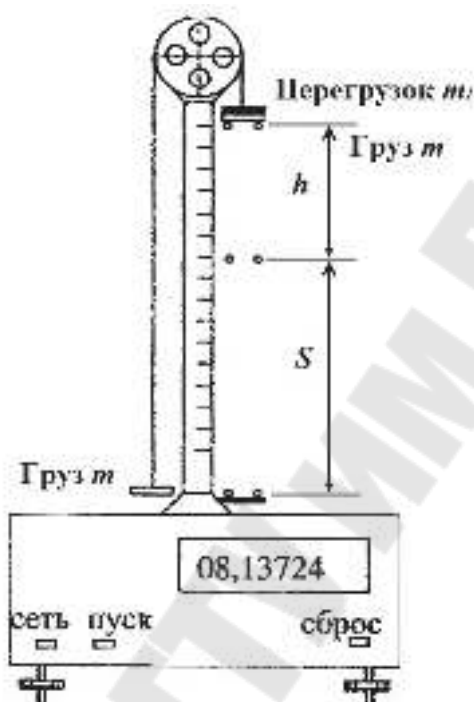


Рис. 1.4. Экспериментальная установка

В исходном положении нижняя грань правого грузика должна находиться на 1 мм выше линии старта, а тормоз нужно включить нажатием клавиши «пуск». На правый груз m положить перегрузок m_1 и отпустить клавишу «пуск». Грузы придут в ускоренное движение. После прохождения расстояния h перегрузок m_1 снимается съемным кольцом, автоматически пускается секундомер, и равномерно движущиеся грузы проходят путь S , в конце которого датчик тормоза останавливает секундомер. Зная его показания и пройденный путь S , выразим скорость, которую получает система тел за время разгона:

$$v = \frac{S}{t}.$$

Схематическое движение грузов $(m + m_1)$ и m показано на (рис. 1.5). Систему отсчета свяжем с центром блока, направив ось Z вниз.

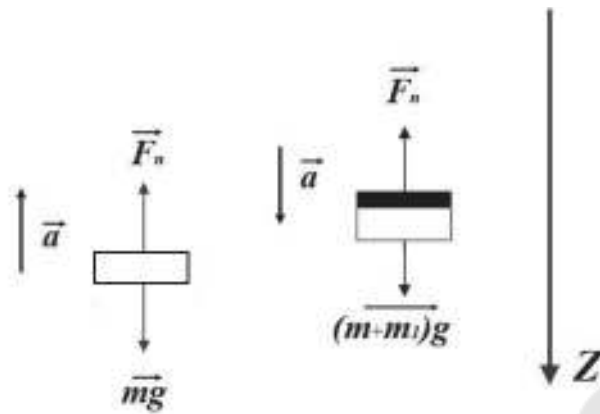


Рис. 1.5. Схематическое движение грузов

Если пренебречь моментом инерции блока и считать натяжение нити равномерным, то, записав уравнение второго закона Ньютона для движения правого и левого грузов, получим систему уравнений, решая которую, получаем выражение для определения величины ускорения:

$$\begin{cases} (m + m_1)g - F_n = (m + m_1)a; \\ mg - F_n = m(-a). \end{cases}$$

$$a = \frac{m_1 g}{2m + m_1}.$$

Из закона сохранения механической энергии $mgh = \frac{mv^2}{2}$ следует:

$$v = \sqrt{2ah}, \text{ или } v = \sqrt{\frac{2m_1 gh}{2m + m_1}}, \text{ откуда } g = \frac{(2m + m_1)}{m_1} \frac{S^2}{2ht^2}.$$

3. Порядок выполнения работы в лаборатории 2-508

1. Включите установку в сеть 220 В. Зафиксируйте верхний кронштейн в самом верхнем положении, а съемное кольцо в среднем положении. Измерьте расстояния h и S .

2. Нажимая и отпуская клавишу «пуск», найти положение, при котором блок расторможен. Опустив левый груз в крайнее нижнее положение, убедитесь, что правый груз своей нижней плоскостью расположен на 1 мм выше линии указателя. Включите тормоз блока, нажав клавишу «пуск».

3. Обнулите показания счетчика времени, нажав клавишу «сброс», положите на правый груз перегрузок и нажмите клавишу «пуск».

4. Повторите пункты 1–3 не менее 5–6 раз и данные запишите в табл. 1.1.

Таблица 1.1

№ п/п	S , м	h , м	t , с
1			
2			
3			
...			
n	$\langle \dots \rangle$	$\langle \dots \rangle$	$\langle \dots \rangle$

5. Принимая массу груза m и перегрузки m_1 постоянной, по средним значениям $\langle S \rangle$, $\langle h \rangle$, $\langle t \rangle$ вычислить среднее значение ускорения свободного падения по формуле

$$\langle g \rangle = \frac{(2m + m_1)}{m_1} \frac{\langle S \rangle^2}{2 \langle h \rangle \langle t \rangle^2}.$$

6. Произведите оценку погрешности прямых измерений для величин S , h , t и оценку косвенных измерений для величины g в соответствии с методическим указанием «Теория погрешностей» № 3419 при заданной надежности $\alpha = 0,95$.

7. Результат представьте в виде:

$$g = \langle g \rangle \pm \Delta g, \quad \varepsilon_g = \dots, \quad \alpha = 0,95.$$

8. Сделайте выводы и оформите отчет о работе.

4. Описание установки и методика измерений в лаборатории 2-506

Ускорение свободного падения в лаборатории 2-506 измеряют на установке, схема которой приведена на рис. 1.6.

Для измерения времени падения тела используется электронный секундомер.

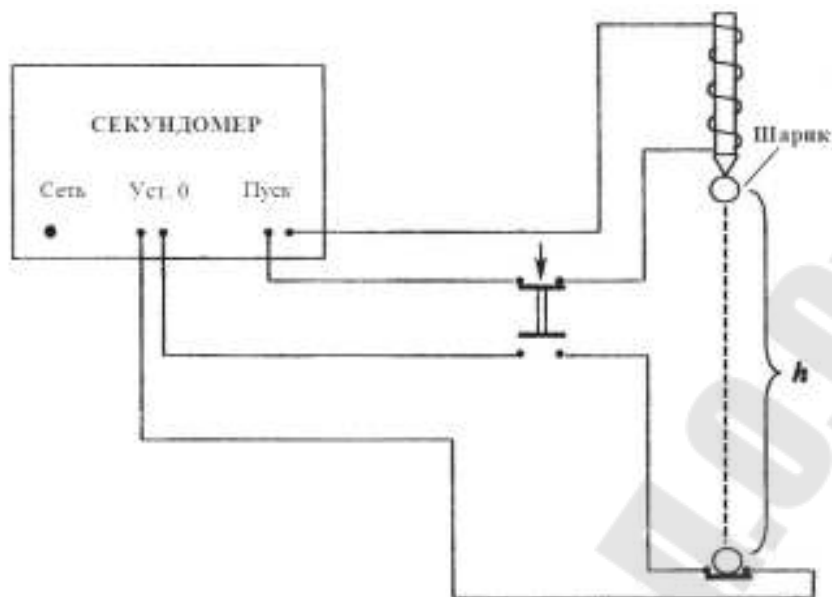


Рис. 1.6. Схема экспериментальной установки

Используя формулу $S = v_0 t + \frac{gt^2}{2}$, получим: $S = h$, $v_0 = 0$,
 $h = \frac{gt^2}{2}$, $g = \frac{2h}{t^2}$.

Измерив высоту перемещения нижней точки шарика и время его падения, по формуле $g = \frac{2h}{t^2}$ определим ускорение свободного падения.

5. Порядок выполнения работы в лаборатории 2-506

1. Включите секундомер в сеть и прогрейте 3–5 мин. Откидную площадку прерывателя установите в горизонтальное положение, в этом положении она фиксируется магнитом.

2. Рычажок переключателя «пуск» на верхней платформе поднимите вверх и нажмите клавишу «Уст. 0» на секундомере.

3. Поднесите к электромагниту стальной шарик и отпустите его. Измерьте расстояние h , которое пройдет его нижняя точка до откидной платформы.

4. Произведите тумблером «пуск». Шарик отрывается от электромагнита и падает, а секундомер отсчитывает время падения. Удар шарика о площадку останавливает секундомер.

5. Измерения по пунктам 1–4 повторите 5–7 раз, записывая результаты в табл. 1.2.

Таблица 1.2

№ п/п	h , м	t , с
1		
2		
3		
...		
n	$\langle \dots \rangle$	$\langle \dots \rangle$

6. По средним значениям $\langle h \rangle$ и $\langle t \rangle$ вычислите среднее значение ускорения свободного падения по формуле

$$\langle g \rangle = \frac{2 \langle h \rangle}{\langle t \rangle^2}.$$

7. Произведите оценку погрешности прямых измерений для величин h , t и оценку косвенных измерений для величины g в соответствии с методическим указанием «Теория погрешностей» № 3419 при заданной надежности $\alpha = 0,95$.

8. Сделайте выводы и оформите отчет.

Вопросы для самоконтроля:

1. Запишите определение радиуса-вектора, перемещения, скорости и ускорения материальной точки и их взаимосвязь.
2. Запишите кинематические уравнения движения точки в векторном и скалярном виде (для заданной системы координат).
3. Дайте определение тангенциальному и нормальному ускорению. Какое ускорение вы измеряли в данной работе?

Лабораторная работа № 2

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Цель работы: экспериментальное определение ускорения свободного падения методом колебания физического маятника. Определение момента инерции физического маятника.

Приборы и принадлежности: универсальный прибор РМ-04.

1. Теоретическая часть

Колебаниями называют движения, обладающие свойством повторяемости. Простейшими колебательными движениями являются гармонические колебания. *Колебания, совершаемые по гармоническому закону (закону синуса, косинуса) называют гармоническими колебаниями.* Физические системы, совершающие гармонические колебания, называют гармоническими осцилляторами. В механике осцилляторами можно считать пружинный, математический и физический маятники.

1.1. Свободные незатухающие колебания

Свободными, или собственными, колебаниями называют такие колебания, которые происходят в системе без внешних воздействий.

Рассмотрим пружинный маятник. Пружинным маятником является тело, совершающее колебания под действием упругой силы. В данном случае на тело действует постоянная сила тяжести $F_T = mg$. Она вызывает постоянную силу упругости пружины, которая равна по величине и противоположна по направлению действию силы тяжести. Действия этих сил компенсируют друг друга, и в дальнейшем их можно не учитывать.

Пусть материальная точка совершает прямолинейные гармонические колебания вдоль оси координат X около положения равновесия, принятого за начало координат. Применяв к колеблющемуся на пружине грузу (материальной точке) второй закон Ньютона, имеем:

$$F_x = ma_x,$$

где $F_x = -kx$ – упругая сила, определяемая законом Гука; k – коэффициент упругости.

$$\text{Тогда } -kx = ma_x \Rightarrow a_x = -\frac{k}{m}x, \text{ или } a_x + \frac{k}{m}x = 0.$$

Так как $\frac{k}{m}$ – величина положительная, то, обозначив $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ и учитывая, что $a = \frac{d^2x}{dt^2}$, получим:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0. \quad (2.1)$$

Полученное дифференциальное уравнение (2.1) описывает не только движения пружинного маятника, но и движения всех гармонических осцилляторов, совершающих свободные незатухающие гармонические колебания.

Уравнение (2.1) относится к линейным дифференциальным уравнениям с постоянными коэффициентами. Из теории дифференциальных уравнений известно, что общее решение уравнения (2.1) имеет вид:

$$x = A_0 \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (2.2)$$

где A_0 – амплитуда колебания. *Амплитуда колебания – максимальное отклонение системы, совершающей колебания, от положения равновесия.* ω_0 – циклическая (круговая) частота свободных колебаний; $\omega_0 = 2\pi\nu$, ν – частота колебаний. *Частота колебаний – число полных колебаний системы, совершаемых в единицу времени.* Частота колебаний связана с периодом собственных колебаний (T_0) соотношением $\nu = 1/T_0$. *Период колебаний – время, за которое совершается один полный цикл колебаний.*

Аргумент гармонической функции ($\omega_0 t + \varphi_0$) называют фазой колебаний, где φ_0 – начальная фаза колебаний (фаза в момент времени $t = 0$). График свободных незатухающих колебаний приведен на рис. 2.1.

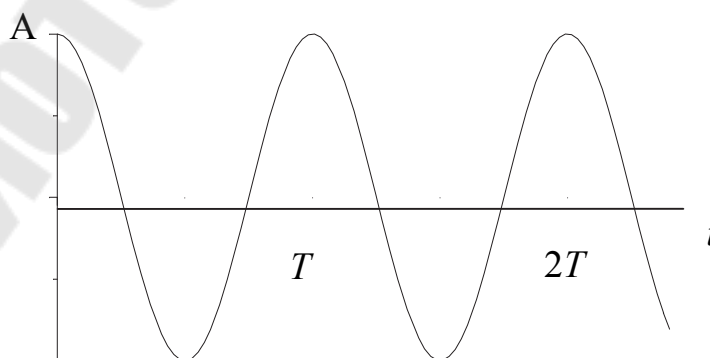


Рис. 2.1. График свободных гармонических колебаний

Продифференцировав (2.2) по времени, получим выражение для скорости тела (ϑ), совершающего гармонические колебания:

$$\vartheta = \frac{dx}{dt} = -A_0\omega_0 \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (2.3)$$

Используя формулу приведения $\cos(\alpha + \frac{\pi}{2}) = -\sin \alpha$, данное выражение можно записать в другом виде:

$$\vartheta = A_0\omega_0 \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}),$$

где $A_0\omega_0$ – амплитуда скорости. Продифференцировав (2.3) еще раз по времени, получим выражение для ускорения:

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -A_0\omega_0^2 \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = A_0\omega_0^2 \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi), \quad (2.4)$$

где $A_0\omega_0^2$ – амплитуда ускорения.

При записи (2.4) использована формула приведения $\cos(\alpha + \pi) = -\cos \alpha$.

1.2. Энергия свободных колебаний

Полная механическая энергия системы (E) равна сумме кинетической (E_k) и потенциальной (E_n) энергии; $E = E_k + E_n$. Силы, действующие в рассматриваемой системе, являются консервативными. Поэтому полная энергия гармонического колебания остается постоянной.

Пренебрегая массой пружины, кинетическая энергия будет равна $E_k = m\vartheta^2 / 2$. Подставляя в последнее выражение значения для скорости тела (2.3), имеем:

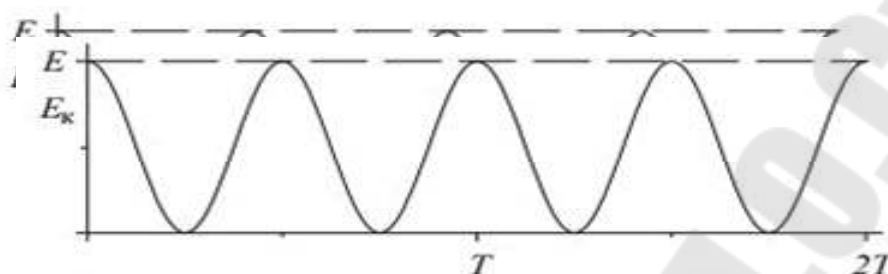
$$E_k = \frac{m\omega_0^2 A_0^2}{2} \cdot \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{kA_0^2}{2} \cdot \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (2.5)$$

где $k = m\omega_0^2$. Потенциальную энергию колебательного движения найдем, исходя из формулы для потенциальной энергии упругой деформации $E_n = kx^2 / 2$ и используя выражение (2.5):

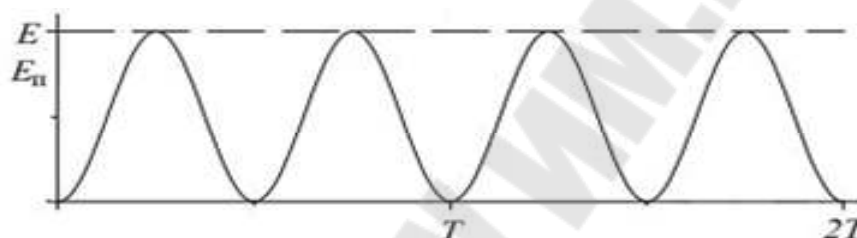
$$E_n = \frac{kA_0^2}{2} \cdot \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (2.6)$$

Полная механическая энергия гармонических колебаний, учитывая (2.5) и (2.6), равна:

$$E = E_{\text{к}} + E_{\text{п}} = \frac{kA_0^2}{2} \cdot \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{kA_0^2}{2} \cdot \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{kA_0^2}{2}.$$



а)



б)

Рис. 2.2. Графики изменения энергии гармонического осциллятора:
а – кинетической; б – потенциальной

Примечание. Штриховой линией обозначена полная энергия системы.

В процессе колебаний происходит превращение кинетической энергии в потенциальную и обратно, причем в моменты наибольшего отклонения из положения равновесия полная энергия состоит только из потенциальной энергии, а при прохождении системы через положение равновесия энергия состоит лишь из кинетической энергии.

1.3. Затухающие колебания

В предыдущем разделе мы рассмотрели механические гармонические осцилляторы, в которых действуют только консервативные силы. В реальных колебательных системах всегда присутствуют силы трения и сопротивления, которые приводят к уменьшению энергии в колебательной системе, в результате чего колебания затухают. При малых скоростях движения сила трения равна: $F_{\text{тр}} = -r\dot{x} = -r dx/dt$, где r – коэффициент сопротивления. Знак минус указывает, что сила

трения противоположна направлению движения тела. Тогда второй закон Ньютона принимает вид:

$$\frac{md^2x}{dt^2} = -kx + F_{\text{тр}}.$$

Перепишав последнее выражение с учетом $F_{\text{тр}}$ и приравняв к нулю, получаем:

$$\frac{md^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0.$$

Разделив последнее равенство на m и обозначив $\frac{r}{m} = 2\beta$, $\frac{k}{m} = \omega_0^2$, получаем:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0, \quad (2.7)$$

где β – коэффициент затухания; ω_0 – собственная частота колебательной системы.

Решением уравнения (2.7) при небольшом сопротивлении ($\beta < \omega_0$) является функция

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cdot \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (2.8)$$

где $A_0 e^{-\beta t}$ – амплитуда затухающих колебаний; A_0 – начальная амплитуда ($t = 0$), $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ – круговая частота колебаний.

График затухающих колебаний представлен на рис. 2.3.

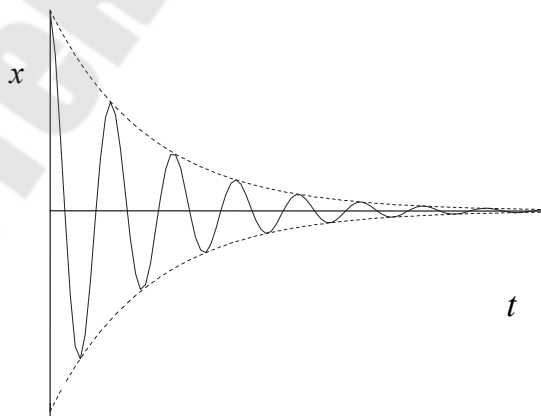


Рис. 2.3. График затухающих гармонических колебаний
Примечание. Штриховой линией представлено изменение амплитуды колебаний.

Амплитуда затухающих гармонических колебаний с течением времени уменьшается по экспоненциальному закону. Величина β (коэффициент затухания) характеризует скорость уменьшения амплитуды колебаний. Обозначим через t промежуток времени, в течение которого амплитуда уменьшилась в e раз, т. е. $A_0 e^{-\beta t} = A_0 e^{-1} \Rightarrow \beta = \frac{1}{t}$.

Для характеристики скорости затухания колебаний используют величину, называемую декрементом затухания. *Декремент затухания – отношение значений амплитуд, соответствующих моментам времени, отличающихся на период, т. е.*

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta T}.$$

Это отношение называют декрементом затухания, а его логарифм – логарифмическим декрементом затухания (λ), т. е. *логарифмический декремент затухания – натуральный логарифм отношения значений амплитуд, соответствующих моментам времени, отличающихся на период.* Также для характеристики затухания часто употребляется величина $Q = \pi/\lambda$, называемая добротностью колебательной системы.

1.4. Вынужденные колебания

Вынужденными называют колебания, которые возникают в колебательной системе под действием внешней периодически изменяющейся силы (вынуждающей силы).

Пусть вынуждающая сила изменяется со временем по гармоническому закону:

$$F = F_0 \cdot \cos \omega t,$$

где F_0 – амплитуда; ω – круговая частота колебаний вынуждающей силы.

Составляя дифференциальное уравнение, нужно учесть, что кроме вынуждающей силы в самой системе действует сила упругости и сила сопротивления внешней среды.

Тогда уравнение движения запишется в виде:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx = -r \frac{dx}{dt} + F_0 \cdot \cos \omega t.$$

Разделив равенство на m и перенося члены с x и $\frac{dx}{dt}$ в левую часть, получим неоднородное линейное дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f_0 \cdot \cos \omega t, \quad (2.9)$$

где $\beta = \frac{r}{2m}$ – коэффициент затухания; $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ – собственная частота колебательной системы, а $f_0 = \frac{F_0}{m}$.

Решение дифференциального уравнения (2.9) является суммой двух слагаемых. Одно из них, соответствующее уравнению затухающих колебаний (2.8), играет роль только при установлении колебаний, которыми со временем можно пренебречь. Другое слагаемое описывает смещение материальной точки в установившихся вынужденных колебаниях:

$$x = A \cdot \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (2.10)$$

где

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (2.11)$$

Рассмотрим зависимость амплитуды A вынужденных колебаний от частоты ω .

Из формулы (2.11) следует, что амплитуда A имеет максимум. Чтобы определить резонансную частоту $\omega_{\text{рез}}$ – т. е. частоту, при которой амплитуда достигает максимума, – необходимо найти максимум функции (2.11) или, что то же самое, минимум подкоренного выражения. Продифференцировав подкоренное выражение по ω и приравняв его нулю, получаем:

$$-4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 8\beta^2 \omega = 0.$$

Это равенство выполняется при $\omega = 0, \pm \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$. Только положительное значение которого имеет физический смысл. Следовательно, резонансная частота:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (2.12)$$

Явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты вынуждающей силы к частоте, равной или близкой собственной частоте колебательной системы, называют резонансом. Подставляя (2.12) в выражение (2.11), получаем амплитуду резонанса:

$$A_{\text{рез}} = \frac{f_0}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (2.13)$$

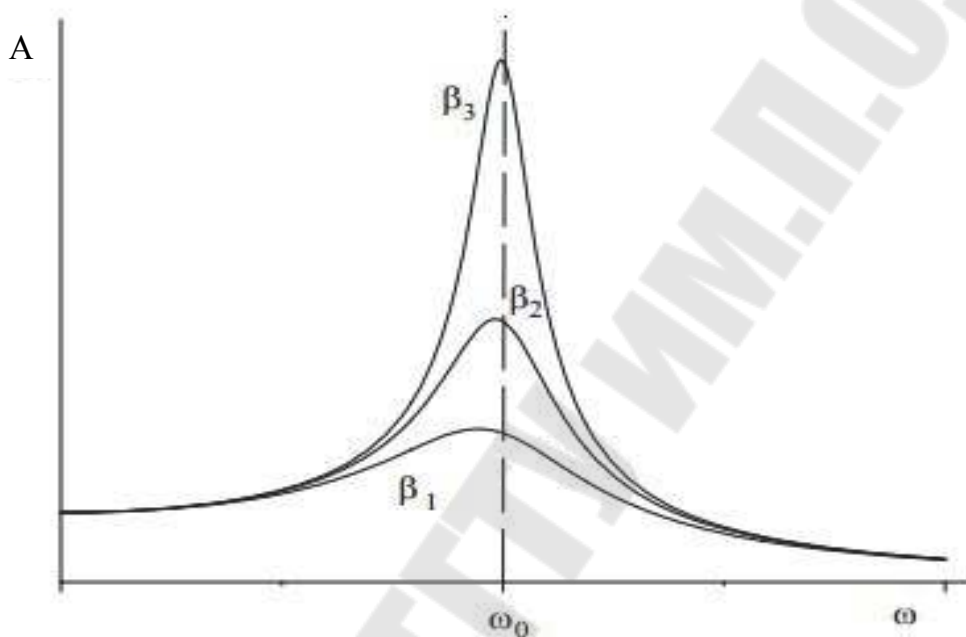


Рис. 2.4. Зависимость амплитуды вынужденных колебаний (A) от частоты вынуждающей силы (ω) при разных коэффициентах затухания ($\beta_1 > \beta_2 > \beta_3$)

Графическая зависимость амплитуды вынужденных колебаний от круговой частоты вынуждающей силы для разных коэффициентов затухания β представлена на рис. 2.4. Из графика следует, что при определенной частоте вынуждающей силы, близкой к собственной частоте колебаний системы, наблюдается максимум вынужденных колебаний.

1.5. Физический и математический маятники

Физический маятник — это твердое тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг неподвижной горизонтальной оси O , не проходящей через центр масс C тела (рис. 2.5).

Рассмотрим колебания физического маятника, в котором отсутствуют силы трения. При отклонении маятника на некоторый угол φ возникает момент силы тяжести (рис. 2.5), который стремится возвратить маятник в положение равновесия: $M = -mgl \cdot \sin \varphi$, так как $F_{\tau} = mg \cdot \sin \varphi$, где m – масса маятника; l – расстояние между осью качания O и центром масс C .

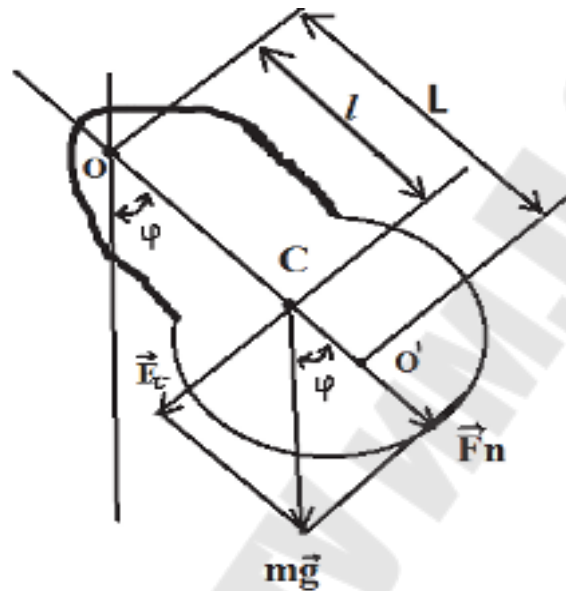


Рис. 2.5. Колебания физического маятника

Для малых углов $\sin \varphi \approx \varphi$ и $M = -mgl\varphi$, тогда основное уравнение динамики вращательного движения $M = J\varepsilon$ относительно оси O принимает вид: $-mgl\varphi = J \frac{d^2\varphi}{dt^2}$, где $\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \varepsilon$ – угловое ускорение маятника; J – момент инерции маятника относительно оси качания O .

Последнее равенство разделим на J и, преобразуя, получим:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0, \quad (2.14)$$

где $\omega_0^2 = \frac{mgl}{J}$, здесь ω_0 – собственная частота колебаний физического маятника.

Полученное однородное дифференциальное уравнение (2.14) является уравнением второго порядка для малых колебаний физического маятника. Его решением является уравнение $\varphi = A \cdot \cos(\omega_0 t + \alpha)$.

Период колебаний физического маятника:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}, \quad (2.15)$$

где $L = \frac{J}{mg}$ – приведенная длина физического маятника.

Приведенная длина физического маятника – это длина такого математического маятника, период колебаний которого совпадает с периодом данного физического маятника.

Математический маятник – это модель, в которой вся масса сосредоточена в материальной точке, колеблющейся на невесомой и нерастяжимой нити. Момент инерции материальной точки $J = ml^2$, где m – масса материальной точки; l – длина нити. Подставляя значение J в уравнение (2.10), находим:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (2.16)$$

2. Порядок выполнения работы

Измерение ускорения свободного падения при помощи математического маятника

Экспериментальная установка состоит из штанги, на которой крепится поворотный кронштейн с опорами для физического и математического маятников. Количество колебаний и их время фиксируются при помощи электронного секундомера. Для измерения ускорения свободного падения используем формулу $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$, где l – измерено от оси колебаний до центра шарика.

$$\text{Так как } \omega = \frac{2\pi}{T} \text{ и } T = \frac{t}{N}, \text{ то } g = \omega^2 l = \frac{4\pi^2 l}{T^2} = \frac{4\pi^2 l N^2}{t^2}.$$

1. Установите верхний кронштейн так, чтобы математический маятник (шарик) попал в зазор фотодатчика. Запишите значение $l = \dots$ м $\pm \dots$ м. Регулировочными винтами в основании платформы добейтесь положения, при котором шарик пройдет в зазоре фотодатчика, не задевая его.

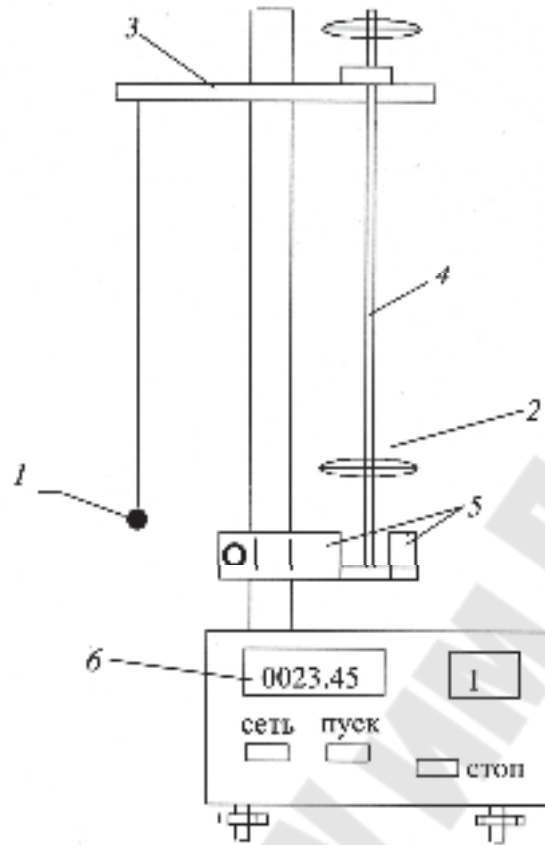


Рис. 2.6. Схема измерительной установки:
 1 – математический маятник; 2 – физический маятник;
 3 – кронштейн; 4 – шток; 5 – фотодатчик; 6 – секундомер

2. Включите секундомер кнопкой «Сеть»; отклоните маятник на $3-5^\circ$ и отпустите. Нажмите клавишу «сброс», показания секундомера обнулятся и он автоматически начинает отсчет времени и количества колебаний. После нажатия клавиши «Стоп» секундомер автоматически прекращает отсчет времени и количества колебаний, но сделает еще одно колебание. Чтобы измерить время десяти колебаний, нужно нажать клавишу «Стоп» после девяти колебаний и секундомер автоматически остановит отсчет времени после десяти полных колебаний.

3. По формуле $g = \frac{4\pi^2 l N^2}{t^2}$ вычислите среднее значение ускорения свободного падения.

4. Оцените погрешность измерения g с надежностью $\alpha = 0,95$:

$$\Delta g = \sqrt{\left(\frac{\partial g}{\partial t}\right)^2 \Delta t^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial l}\right)^2 \Delta l^2}.$$

Исследование зависимости момента инерции физического маятника от положения его центра масс

В задании используется формула $\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}} = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi N}{t}$, из которой следует расчетная формула $J = mgl \frac{T^2}{4\pi^2} = \frac{mgl t^2}{4\pi^2 N^2}$.

Расстояние l от оси колебаний до центра масс определяется экспериментально путем размещения маятника горизонтально на опорной призме (рис. 2.7).

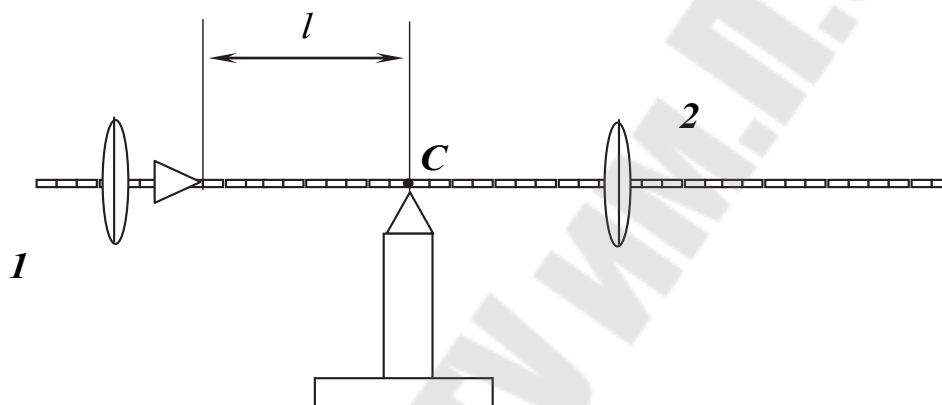


Рис. 2.7. Размещение маятника на опорной призме

Маятник будет в равновесии только в том случае, если его центр масс находится над опорной гранью. Измерив прямо по штоку, имеющему сантиметровые риски, расстояние от оси колебаний до центра масс, получим длину радиуса-вектора центра масс. При вычислениях рекомендуется считать $g = \left[9,8 \frac{\text{М}}{\text{с}^2} + 0,005 \frac{\text{М}}{\text{с}^2} \right]$. Масса физического маятника: $m = 2,600 \text{ кг} \pm 0,001 \text{ кг}$.

1. Поверните верхний кронштейн так, чтобы шток физического маятника попал в зазор фотодатчика. Отпустив винт крепления, переместить груз маятника в самое верхнее положение, при котором еще возможны его колебания.

2. Сняв маятник и расположив его шток горизонтально над опорной призмой, найдите такое положение призмы, чтобы маятник был в положении равновесия. Груз маятника можно несколько переместить так, чтобы расстояние между ребрами призм оказалось равным целому числу сантиметров, и измерить это расстояние.

3. Установите маятник в вертикальном положении. Отклоните на $3\text{--}5^\circ$ и отпустите маятник. Нажмите клавишу «сброс», показания секундомера обнулится и он автоматически начинает отсчет времени и количества колебаний, если шток периодически перекрывает свет от лампочки. После нажатия клавиши «Стоп» секундомер автоматически прекращает отсчет времени и количества колебаний. Чтобы измерить время десяти колебаний, нужно нажать клавишу «Стоп» после девяти колебаний и секундомер автоматически остановит отсчет времени после десяти колебаний. Запишите $N = \dots; t = \dots \text{ с} \pm \dots \text{ с}$.

4. Повторите измерения по пп. 2–3, сместив груз 2 так, чтобы l уменьшился на 2–4 см (рис. 2.7). Рассчитайте момент инерции маятника по формуле $J = \frac{mgl t^2}{4\pi^2 N^2}$ для каждого опыта. Постройте график зависимости $J = f(l)$.

Вопросы для самоконтроля:

1. Запишите, какие колебания называют гармоническими, свободными колебаниями.
2. Запишите определения амплитуды, фазы, периода, частоты, циклической частоты колебания.
3. Выведите формулы для скорости и ускорения гармонически колеблющейся точки как функции времени.
4. Сформулируйте определение пружинного, физического, математического маятников.
5. Запишите дифференциальное уравнение гармонических колебаний.
6. Дайте определение коэффициента затухания и логарифмического декремента затухания.

Лабораторная работа № 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ C_p/C_v ВОЗДУХА МЕТОДОМ КЛЕМАНА–ДЕЗОРМА

Цель работы: изучить первое начало термодинамики, адиабатический процесс в газах и определить отношение теплоемкостей газа методом адиабатического расширения.

Приборы и принадлежности: стеклянный баллон, манометр, насос.

1. Теоретическая часть

Внутренняя энергия термодинамической системы

Внутренняя энергия U – это энергия хаотического (теплого) движения микрочастиц системы (молекул, атомов, электронов, ядер и т. д.) и энергия взаимодействия этих частиц.

Внутренняя энергия является однозначной функцией состояния системы. Это означает, что всякий раз, когда система оказывается в данном состоянии, ее внутренняя энергия принимает присущее этому состоянию значение, независимо от предыстории системы.

При переходе системы из одного состояния в другое изменение внутренней энергии определяется только разностью значений внутренней энергии этих состояний и не зависит от пути перехода $\Delta U = U_2 - U_1$. Если система совершает круговой процесс, то полное изменение ее внутренней энергии равно нулю: $\oint dU = 0$.

Число степеней свободы – это число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве.

Число степеней свободы для идеального газа жестких молекул представлено в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Число степеней свободы	Одноатомный газ 	Двухатомный газ 	Многоатомный газ 
Поступательных	3	3	3
Вращательных	–	2	3
<i>Всего</i>	3	5	6

В реальных молекулах нет жесткой связи между атомами в молекуле, поэтому необходимо учитывать также степени свободы колебательного движения атомов внутри молекулы.

Независимо от общего числа степеней свободы молекулы, три степени свободы всегда поступательные. На каждую из них приходится треть кинетической энергии поступательного движения молекулы:

Закон Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы (закон равнораспределения)

Для системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, на каждую поступательную и вращательную степень свободы приходится в среднем кинетическая энергия, равная $kT/2$, а на каждую колебательную степень свободы – в среднем энергия, равная kT .

Энергия колебательных степеней свободы вдвое больше, поскольку колебательная система обладает равными по величине средними значениями как кинетической, так и потенциальной энергии.

Таким образом, средняя энергия молекулы:

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

где i – сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы: $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}}$; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. В классической теории рассматривают молекулы с жесткой связью между атомами; для них i совпадает с числом степеней свободы молекулы.

В идеальном газе молекулы между собой не взаимодействуют и их потенциальная энергия равна нулю. Поэтому внутренняя энергия одного моля идеального газа U_{μ} и внутренняя энергия U произвольной массы газа m будут, соответственно, равны:

$$U_{\mu} = \bar{\varepsilon}N_A = \frac{i}{2}kTN_A = \frac{i}{2}RT \text{ и } U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2}RT = \frac{i}{2}\nu RT,$$

где R – универсальная газовая постоянная; m – масса газа; μ – молярная масса; N_A – постоянная Авогадро; ν – количество вещества.

Первое начало термодинамики – это закон сохранения и преобразования энергии в термодинамических процессах.

Изменить внутреннюю энергию системы можно двумя способами: совершая над системой работу (например, сжимая газ в цилиндре с помощью поршня) или сообщая системе теплоту (например, нагревая газ в герметичном сосуде).

Рассмотрим замкнутую, макроскопически неподвижную систему, не находящуюся во внешних силовых полях, и проанализируем с энергетической точки зрения равновесный процесс перехода системы из какого-либо начального состояния 1 в другое состояние 2.

Изменение внутренней энергии системы в таком процессе равно разности между количеством теплоты Q , полученным системой, и работой A , совершенной системой против внешних сил:

$$\Delta U = Q - A$$

или

$$Q = \Delta U + A. \quad (3.1)$$

Уравнение (3.1) выражает первое начало термодинамики: теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил.

В дифференциальной форме:

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (3.2)$$

где dU (полный дифференциал) – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы; δA – элементарная работа; δQ – бесконечно малое количество теплоты. δA и δQ не являются полными дифференциалами.

Внутренняя энергия системы является однозначной функцией состояния системы. Отсюда следует, что при совершении системой произвольного процесса, в результате которого она вновь возвращается в исходное состояние, полное изменение внутренней энергии системы равно нулю: $\oint dU = 0$. Ни работа, ни теплота не являются функциями состояния системы.

Все величины, входящие в первое начало термодинамики, могут быть как положительными, так и отрицательными.

Если к системе подводится теплота, то $\delta Q > 0$; если от системы отводится теплота, то $\delta Q < 0$.

Если система совершает работу над внешними телами, то $\delta A > 0$, если же над системой внешние силы совершают работу, то $\delta A < 0$.

Другая формулировка первого начала термодинамики связана с тем, что если система периодически возвращается в первоначальное состояние и, следовательно, $\Delta U = 0$, то $A = Q$, т. е. вечный двигатель первого рода – периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия, – невозможен.

Работа газа при его расширении. Если находящийся под поршнем в цилиндрическом сосуде газ (рис. 3.1), расширяясь, передвигает поршень на расстояние dl , то производит над ним работу $\delta A = Fdl = pSdl = pdV$, где S – площадь поршня; p – давление.

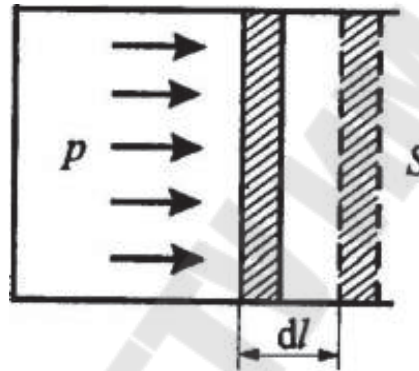


Рис. 3.1. Работа газа при его расширении

Полная работа A , совершаемая газом при изменении его объема от V_1 до V_2 :

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV.$$

Равновесные процессы – это процессы, состоящие из последовательности равновесных состояний. Они протекают так, что изменение термодинамических параметров за конечный промежуток времени бесконечно мало. Все реальные процессы неравновесны, но в ряде случаев (достаточно медленные процессы) неравновесностью реальных процессов можно пренебречь.

Равновесные процессы представлены на рис. 3.2 в координатах (p, V) .

Так, работа $\delta A = pdV$ определяется площадью заштрихованной полоски, а полная работа – площадью под кривой между V_1 и V_2 .

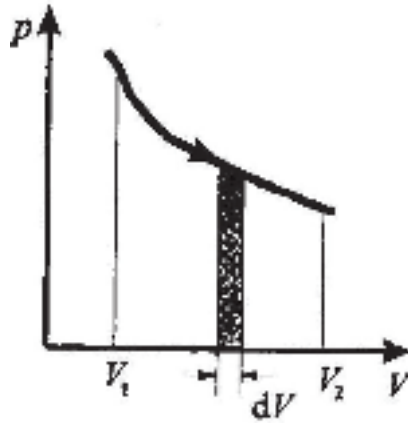


Рис. 3.2. График расчета работы, совершаемой газом при изменении его объема

Теплоемкость. Для характеристики тепловых свойств тела в термодинамике пользуемся понятием теплоемкости.

Теплоемкость тела – физическая величина, численно равная отношению количества теплоты δQ , сообщаемого телу, к изменению температуры тела dT в рассматриваемом термодинамическом процессе: $C = \frac{\delta Q}{dT}$. Единица размерности теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{К}}$.

Теплоемкость тела зависит от его химического состава, массы и термодинамического состояния, а также от вида процесса. Для однородных тел удобно пользоваться удельной и молярной теплоемкостями.

Удельной теплоемкостью называют физическую величину, численно равную количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 кг вещества на 1 К: $c = \frac{C}{m} = \frac{\delta Q}{m dT}$. Единица размерности удельной теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Молярная теплоемкость – величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 моль вещества на 1 К: $C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT}$.

Единица размерности молярной теплоемкости – $\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$.

Связь между молярной и удельной теплоемкостями:

$$C_\mu = \mu c.$$

Различают теплоемкости (удельную и молярную) при постоянном объеме (c_V и C_V) и при постоянном давлении (c_p и C_p), если

в процессе нагревания вещества его объем или давление, соответственно, поддерживаются постоянными.

Молярная теплоемкость при постоянном объеме

Из первого начала термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$, с учетом $\delta A = pdV$ и $C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT}$ для 1 моль газа, получим: $C_\mu = \frac{dU_\mu}{dT} + pdV_\mu$.

При $V = \text{const}$ работа внешних сил δA равна нулю и сообщаемая газу извне теплота идет только на увеличение его внутренней энергии. Тогда молярная теплоемкость при постоянном объеме:

$$C_V = \frac{dU_\mu}{dT}.$$

C_V равна изменению внутренней энергии 1 моль газа при повышении его температуры на 1 К.

Поскольку $dU_\mu = \frac{i}{2} R dT$, то

$$C_V = \frac{i}{2} R. \quad (3.3)$$

Молярная теплоемкость при постоянном давлении. Уравнение Майера

Если газ нагревают при $p = \text{const}$, то молярная теплоемкость:

$$C_p = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \frac{dU + pdV}{\nu dT} = \frac{dU_\mu}{dT} + \frac{pdV_\mu}{dT}.$$

Слагаемое $\frac{dU_\mu}{dT}$ не зависит от вида процесса (внутренняя энергия идеального газа не зависит ни от p , ни от V , а определяется только T) и всегда равна C_V .

Дифференцируя уравнение Менделеева-Клапейрона, получим:

$$C_p = C_V + R. \quad (3.4)$$

Выражение (3.4) называют уравнением Майера. Оно показывает, что C_p всегда больше C_V на величину универсальной газовой постоянной R . Это объясняется тем, что при нагревании газа при постоянном давлении требуется еще дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа, так как постоянство давления обеспечивается увеличением объема газа. Подставив (3.3) в (3.4), получим выражение:

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R. \quad (3.5)$$

При рассмотрении термодинамических процессов важную роль играет величина γ , которую называют коэффициентом Пуассона:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}. \quad (3.6)$$

Адиабатический процесс

Адиабатическим называется процесс, при котором отсутствует теплообмен между системой и окружающей средой ($\delta Q = 0$).

К адиабатическим процессам можно отнести все быстропотекающие процессы (теплообмен не успевает совершиться), например, распространение звука в среде, циклы расширения и сжатия в двигателях внутреннего сгорания, в холодильных установках и т. д.

Из первого начала термодинамики следует, что при адиабатическом процессе $\delta A = -dU$. Используя $\delta A = pdV$ и $dU = \frac{m}{\mu}C_V dT$, получим:

$$pdV = -\frac{m}{\mu}C_V dT. \quad (3.7)$$

С другой стороны, при дифференцировании уравнения Менделеева–Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu}RT$ следует:

$$pdV + Vdp = \frac{m}{\mu}RdT. \quad (3.8)$$

Разделив (3.8) на (3.7), получим:

$$\frac{pdV + Vdp}{pdV} = -\frac{R}{C_V} = -\frac{C_p - C_V}{C_V},$$

или

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V},$$

где $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ – коэффициент Пуассона.

Интегрирование этого уравнения дает $\ln V^\gamma + \ln p = \ln \text{const}$, откуда следует уравнение Пуассона – уравнение адиабатического процесса:

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (3.9)$$

Используя уравнение Менделеева–Клапейрона, получаем уравнение Пуассона в других переменных:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \text{ и } p^{1-\gamma}T^\gamma = \text{const}.$$

Диаграмма адиабатического процесса – адиабата – в координатах (p, V) изображается гиперболой (рис. 3.3).

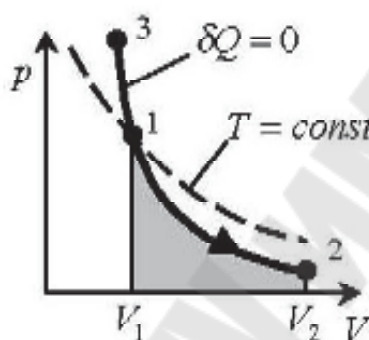


Рис. 3.3. Графики изотермического ($T = \text{const}$) и адиабатического процессов

Адиабата ($pV^\gamma = \text{const}$) более крута, чем изотерма. Это объясняется тем, что при адиабатическом сжатии 1–3 увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объема, но и повышением температуры.

Работа газа в адиабатическом процессе

В адиабатическом процессе $\delta A = -dU$, поэтому $\delta A = -\frac{m}{\mu} C_V dT$.

Если газ адиабатически расширяется от объема V_1 до V_2 , то его температура уменьшается от T_1 до T_2 и работа расширения идеального газа:

$$A = -\frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2).$$

Откуда получаем, используя уравнение Менделеева–Клапейрона $p_1 V_1 = \frac{m}{\mu} R T_1$, выражение для работы:

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{RT}{\gamma - 1} \cdot \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right].$$

Работа адиабатического расширения 1–2 (заштрихованная площадь – рис. 3.3) меньше, чем при изотермическом процессе. Это объясняется тем, что при адиабатическом расширении происходит охлаждение газа, тогда как при изотермическом расширении температура поддерживается постоянной за счет притока извне эквивалентного количества теплоты.

2. Описание установки

Экспериментальная работа состоит из стеклянного баллона, соединенного с манометром и насосом (рис. 3.4).

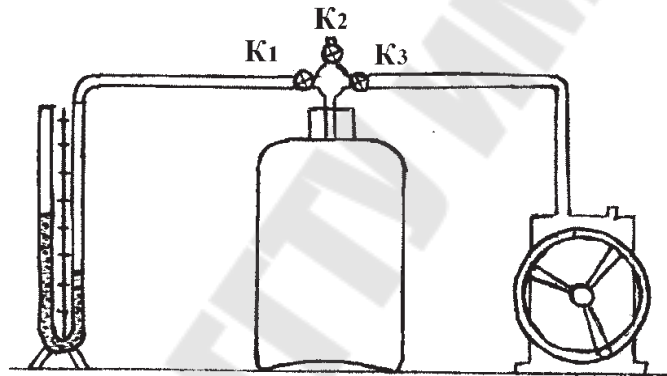


Рис. 3.4. Схема экспериментальной установки

Если при помощи насоса накачать в баллон некоторое количество воздуха, то давление и температура внутри баллона повысится. Давление, установившееся в баллоне – $P_1 = P_0 + \Delta P_1$, где P_0 – атмосферное давление; ΔP_1 – добавочное давление, $\Delta P_1 = \rho g h_1$, где h_1 – разность уровней жидкости в манометре; ρ – плотность жидкости.

Первоначальное состояние воздуха в баллоне будет характеризоваться параметрами P_1, V_1, T_1 .

Если открыть на некоторое время кран, соединяющий баллон с атмосферой, то воздух в баллоне будет расширяться. Этот процесс расширения можно считать адиабатическим. Давление в сосуде станет равным атмосферному, температура газа понизится. Параметры газа во втором состоянии станут P_0, V_2, T_2 .

Так как процесс адиабатический, то уравнение состояния $PV^\gamma = \text{const}$, запишем в виде:

$$(P_0 + \Delta P_1)V_1^\gamma = P_0V_2^\gamma; \quad \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma = \frac{P_0}{P_0 + \Delta P_1}. \quad (3.10)$$

Охладившийся при расширении воздух в баллоне через некоторое время вследствие теплообмена нагреется до температуры внешней среды T_1 , и давление возрастет до $P_2 = P_0 + \Delta P_2$, где $\Delta P_2 = \rho gh_2$ – добавочное давление; h_2 – разность уровней жидкости в манометре.

Объем воздуха не изменится и будет V_2 , т. е. конечное состояние характеризуется параметрами P_2 , V_2 , T_1 .

Для первоначального и конечного состояний, имеющих одну и ту же температуру, запишем:

$$(P_0 + \Delta P_1)V_1 = (P_0 + \Delta P_2)V_2;$$

$$\frac{(P_0 + \Delta P_1)}{(P_0 + \Delta P_2)} = \frac{V_1}{V_2}.$$

Возведем обе части уравнения в степень γ :

$$\left(\frac{(P_0 + \Delta P_1)}{(P_0 + \Delta P_2)}\right)^\gamma = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma. \quad (3.11)$$

Приравняем (3.10) и (3.11):

$$\frac{P_0}{P_0 + \rho gh_1} = \left(\frac{P_0 + \rho gh_2}{P_0 + \rho gh_2}\right)^\gamma.$$

Логарифмируя последнее выражение и решая относительно γ , находим:

$$\gamma = \frac{\lg(P_0 + \rho gh_1) - \lg P_0}{\lg(P_0 + \rho gh_1) - \lg(P_0 + \rho gh_2)}.$$

Так как давления мало отличаются друг от друга, то разности логарифмов можно принять пропорциональными разностями самих давлений и приблизительно положить:

$$\gamma = \frac{(P_0 + \rho gh_1) - P_0}{(P_0 + \rho gh_1) - (P_0 + \rho gh_2)} = \frac{P_0 + \rho gh_1 - P_0}{P_0 + \rho gh_1 - P_0 - \rho gh_2} = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (3.12)$$

В формулу входит отношение разностей уровней жидкости в манометре, поэтому безразлично, в каких единицах измерять h_1 и h_2 .

3. Порядок выполнения работы

1. Закрыть кран K_2 и накачать воздух в баллон до разности уровней жидкости в манометре 150 мм (h_1), и его значения занести в табл. 3.2.

Таблица 3.2

№ п/п	1	2	3	n
h_1						
h_2						

2. Откройте кран K_2 . Когда уровни жидкости в манометре сравняются, закрыть его.

3. Зафиксировать максимальную разность уровней в манометре (h_2) и его значения занести в табл. 3.2.

4. Повторите пп. 1–3 не менее пяти раз.

5. По средним значениям \bar{h}_1 и \bar{h}_2 рассчитайте среднее значение показателя адиабаты по формуле

$$\bar{\gamma} = \frac{\bar{h}_1}{\bar{h}_1 - \bar{h}_2}.$$

6. Погрешности прямых и косвенных измерений рассчитать в соответствии с методическим указанием «Теория погрешностей» № 3419 при заданной надежности $\alpha = 0,95$.

7. Результат представить в виде $\gamma = \langle \gamma \rangle \pm \Delta\gamma$, $\varepsilon_\gamma = \dots$, $\alpha = 0,95$.

8. Сделать выводы.

Вопросы для самоконтроля:

1. Уравнение состояния идеального газа. Изопроцессы.
2. Внутренняя энергия идеального газа. Теплоемкость тела, молярная и удельная теплоемкость. Уравнение Майера.
3. Первое начало термодинамики; интегральная и дифференциальная форма записи. Применение первого начала термодинамики к изопроцессам.
4. Адиабатические процессы. Уравнение адиабаты.

Лабораторная работа № 4

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Цель работы: изучить основные характеристики электростатического поля; построить качественную картину плоского электростатического поля для различной формы электродов и определить напряженность поля в заданной точке.

Приборы и принадлежности: источник постоянного тока, реостат, вольтметр, ванна с водой, гальванометр, металлический зонд, электроды различной формы.

1. Теоретическая часть

Всякое заряженное тело или электрический заряд создают вокруг себя силовое поле, которое называют электростатическим полем.

Количественной характеристикой силового действия поля является напряженность электростатического поля E .

Напряженностью электрического поля называют векторную величину, равную отношению силы, действующей со стороны поля на неподвижный пробный заряд, помещенный в рассматриваемую точку поля, к величине этого заряда:

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

где q_0 – пробный электрический заряд, который должен быть столь малый, чтобы его внесение в поле не вызывало изменения значений и перераспределения в пространстве электрических зарядов, напряженность поля которых измеряется с его помощью.

Используя закон Кулона $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$ для точечных зарядов, можно найти напряженность электростатического поля точечного заряда. Если считать, что $q_1 = q$, $q_2 = q_0$, то

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

Графически электростатическое поле изображают с помощью линий напряженности (силовых линий), которые проводят так, чтобы

касательные к ним в каждой точке пространства совпадали по направлению с вектором напряженности в данной точке поля (рис. 4.1).

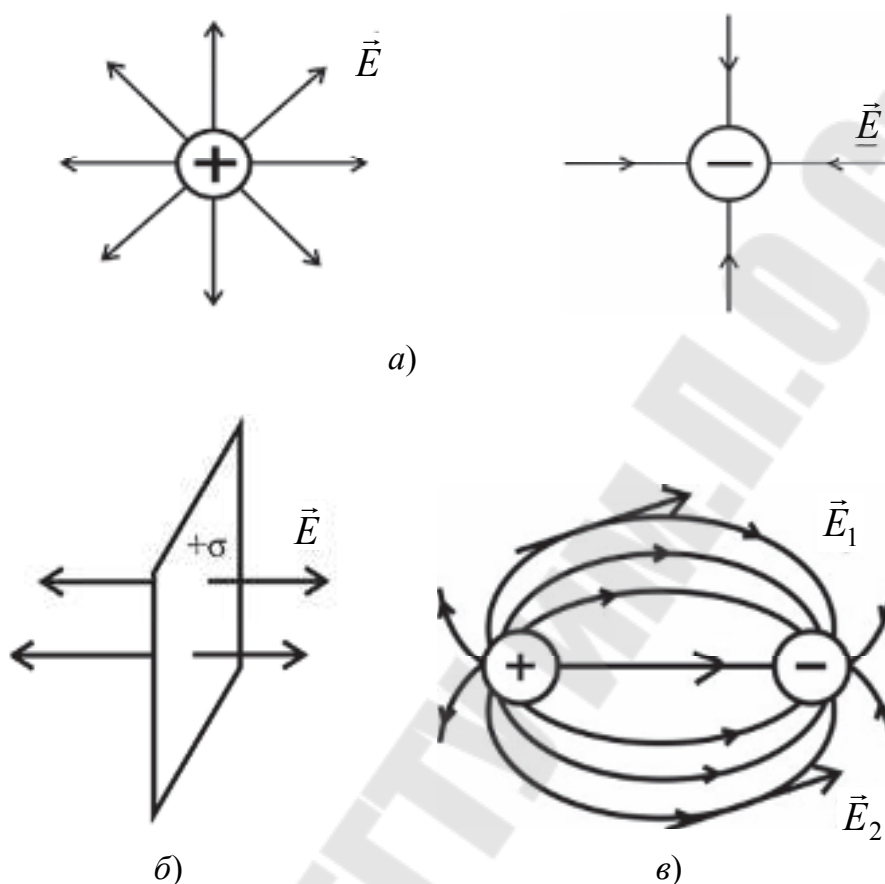


Рис. 4.1. Электростатическое поле, созданное заряженными телами:
 а – поле точечных зарядов; б – поле равномерно заряженной
 плоскости; в – поле двух одинаковых по модулю
 и разноименных зарядов

Если поле создается точечным зарядом, то линии напряженности – радиальные прямые, выходящие из заряда, если он положителен, и входящие в него, если заряд отрицательный.

Если электростатическое поле создано не одним, а несколькими зарядами – q_1, q_2, \dots, q_n , то результирующая сила \vec{F} , действующая на пробный заряд q_0 в любой точке поля, равна геометрической сумме сил, приложенных к заряду q_0 со стороны каждого из зарядов:

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

Так как $\vec{F} = q_0 \vec{E}$, $\vec{F}_i = q_0 \vec{E}_i$, где \vec{E} – результирующая напряженность поля системы зарядов, а \vec{E}_i – напряженность поля одного заряда q_i .

Тогда $q_0\vec{E} = q \sum \vec{E}_i$ или $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ – выражает принцип суперпозиции электрических полей.

Электростатическое поле является потенциальным, так как работа силы $\vec{F}_i = q_0\vec{E}_i$ по любому замкнутому контуру равна нулю:

$$\oint \vec{F}_i d\vec{r}_i = \oint q_0 \vec{E}_i d\vec{r} = 0.$$

Работа, совершаемая силами электростатического поля при малом перемещении $d\vec{r}$ точечного заряда q_0 в этом поле, равна убыли потенциальной энергии: $dA = qEdr = -dW_n$, или $A_{1,2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_2}$, откуда следует, что потенциальная энергия точечного заряда q_0 , находящегося в поле заряда q :

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_2} + C,$$

где C – произвольная постоянная интегрирования.

Если считать, что при удалении заряда в бесконечность ($r \rightarrow \infty$) потенциальная энергия обращается в нуль, то $C = 0$; тогда потенциальная энергия пробного заряда, находящегося на расстоянии r от заряда q , равна: $W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_1}$.

Физическую величину, равную отношению потенциальной энергии пробного электрического заряда, помещенного в рассматриваемую точку поля, к величине этого заряда называют потенциалом электростатического поля: $\varphi = \frac{W}{q}$.

Потенциал – энергетическая характеристика поля. Потенциал поля, создаваемого точечным зарядом, равен:

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

Если электростатическое поле создано системой из n точечных зарядов, то $\varphi = \sum \varphi_1$, т. е. при наложении электрических полей их потенциалы складываются алгебраически.

Работа, совершаемая силами электростатического поля при перемещении пробного заряда из точки 1 в точку 2, равна:

$$A_{1,2} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2), \text{ если } \varphi_2 = 0, \text{ то } \varphi_1 = \frac{A_{1,2}}{q_0}.$$

Следовательно, потенциал в какой-либо точке поля численно равен работе электростатических сил по перемещению пробного (единичного положительного) заряда из данной точки поля в бесконечность, где потенциал равен нулю.

Элементарная работа сил электростатического поля на малом перемещении dr равна: $dA = qE dr$.

С другой стороны, $dA = qd\varphi$, тогда $E = -\frac{d\varphi}{dr}$, или в векторной записи $\vec{E} = \frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}$, или $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$,

где

$$\text{grad}\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}. \quad (4.1)$$

Вектор, определяемый выражением (4.1), называют градиентом потенциала.

Геометрическое место точек электростатического поля, в которых значения потенциала одинаковы, называют эквипотенциальной поверхностью. Работа, совершаемая силами электростатического поля при перемещении электрического заряда вдоль эквипотенциальной поверхности, равна нулю:

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = 0, \text{ так как } \varphi_1 = \varphi_2.$$

Для расчета электростатических полей используем принцип суперпозиции полей и теорему Гаусса.

Теорема Гаусса позволяет определить поток вектора напряженности электростатического поля через произвольную замкнутую поверхность.

Потоком вектора напряженности Φ_E электростатического поля сквозь произвольную замкнутую поверхность называют величину

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S E dS \cdot \cos(\vec{E} \wedge \vec{n}) = \oint_S E_n dS,$$

где \vec{n} – вектор внешней нормали, т. е. нормаль, направленная наружу области, охватываемой поверхностью.

Найдем поток вектора напряженности сквозь сферическую поверхность радиуса r , охватывающую точечный заряд q , находящийся в ее центре (рис. 4.2).

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = E_n S = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}.$$

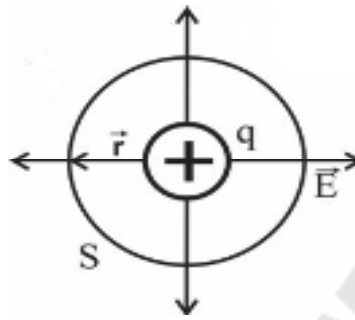


Рис. 4.2. К расчету потока напряженности электрического поля сквозь сферическую поверхность

Если поверхность произвольной формы охватывает n зарядов, то поток вектора напряженности электростатического поля в вакууме через произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности зарядов, деленной на электрическую постоянную ϵ_0 .

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i \text{ — теорема Гаусса.}$$

Применим теорему Гаусса к расчету поля заряда q , равномерно распределенного по поверхности сферы радиуса R с поверхностной плотностью σ .

В качестве гауссовой поверхности S возьмем сферу радиуса r с центром в точке O (рис. 4.3). Тогда $\oint_S E_n dS = E_n \int_0^{4\pi r^2} dS = E 4\pi r^2$.

$$\text{Если } r \geq R, \text{ то } E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{\sigma R^2}{\epsilon_0 r^2}, \text{ так как } \sigma = \frac{dq}{dS}.$$

Если $r < R$, $q_{\text{вн}} = 0$, $E = 0$, то внутри заряженной сферы поля нет.

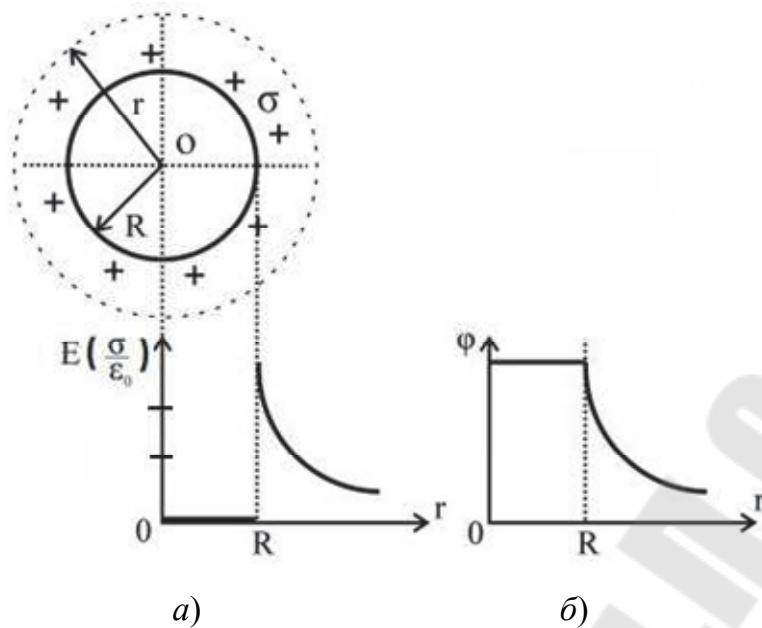


Рис. 4.3. Графики зависимости E и φ от r внутри и вне сферы, когда $\sigma > 0$:

a – напряженность электростатического поля; b – потенциала

Потенциал поля φ найдем из формулы связи между потенциалом и напряженностью поля $E = -\frac{d\varphi}{dr}$. Полагая $\lim_{r \rightarrow \infty} \varphi = 0$, то потенциал поля вне сферы равен: $\varphi = -\int_{\infty}^r E dr = -\int_{\infty}^r \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$.

Внутри заряженной сферы поля нет, так что потенциал всюду одинаков и такой же, как на ее поверхности: $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{\sigma R}{\epsilon_0}$.

2. Метод электролитического моделирования

Метод изучения электростатического поля созданием эквивалентного ему поля тока называется моделированием электростатического поля.

Так как в качестве проводящей среды для создания поля токов обычно используется электролит, то этот метод носит название электролитического моделирования.

В данной работе можно изучать поле между электродами различной конфигурации. Electrodes погружаются в стеклянную ванну, наполненную водопроводной водой, которая является слабопроводящим электролитом. Electrodes подключают к крайним точкам потен-

циометра «АС», который питается от источника тока (рис. 4.4). Разность потенциалов измеряется вольтметром «V», внутреннее сопротивление которого должно быть больше сопротивления потенциометра и участка электролита между электродами. Ток в цепи «зонд–движок» регистрируется чувствительным гальванометром (микроамперметром). Координаты точек эквипотенциальных поверхностей определяют по координатной сетке, нанесенной на дно ванны.

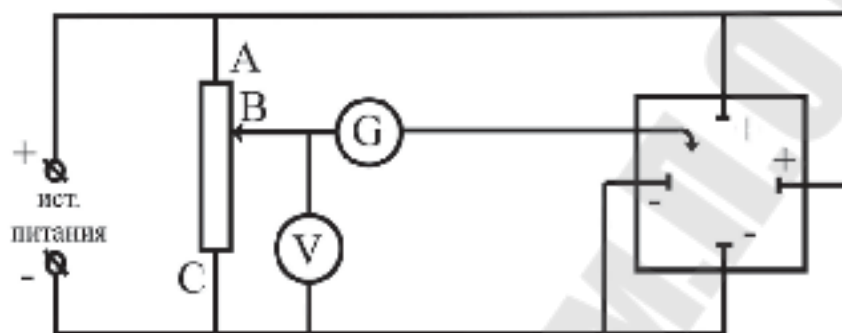


Рис. 4.4. Схема установки для исследования электростатического поля

Если условно принять потенциал точки «А» постоянным и численно равным нулю, то потенциал точки «С» следует считать также постоянным и численно равным разности потенциалов между точками «А» и «С» (соответственно между электродами). При выполнении этого условия отсутствует ток в цепи. Перемещая зонд вверх–вниз и влево–вправо по дну ванны, можно найти множество точек с одинаковым потенциалом, совокупность которых образует эквипотенциальную поверхность.

3. Порядок выполнения работы

1. Соберите электрическую цепь по схеме (рис. 4.4).
2. Получите задания у преподавателя: какой формы электроды использовать в работе и как расположить электроды в ванне. Включите источник питания и установите потенциометром потенциал φ_1 , который задается преподавателем.
3. Перемещая зонд в ванне, определите координаты точек равного потенциала, ток в которых равен нулю.
4. Проведите измерения по пп. 2 и 3 для других значений потенциала φ_2 и φ_3 .

Результаты запишите в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Номер точки	1		2		3		4		5		6		...	
Ее координаты	x_1	y_1	x_2	y_2	x_3	y_3	x_4	y_4	x_5	y_5	x_6	y_6	x_n	y_n
$\varphi_1 = \dots В$														
$\varphi_2 = \dots В$														
$\varphi_3 = \dots В$														

5. Для построения эквипотенциальных поверхностей и силовых линий:

а) на миллиметровую бумагу в масштабе 1 : 1 или 1 : 2 нанесите границы электролитической ванны и обозначьте положения электродов и их знаки;

б) поочередно нанесите полученные при выполнении опыта точки равного потенциала и проведите по ним эквипотенциальные поверхности и линии напряженности. Линии напряженности на положительных электродах начинаются и заканчиваются на отрицательных электродах. Линии напряженности пересекают эквипотенциальные поверхности под прямым углом.

6. В разных точках поля между электродами определите значения напряженности по формуле $E = \frac{|\Delta\varphi|}{|\Delta y|}$, где Δy – расстояние между эквипотенциальными поверхностями по кратчайшей прямой, между которыми берется разность потенциалов.

7. По результатам работы сделайте выводы и оформите отчет.

Вопросы для самоконтроля:

1. Приведите определение электрического поля, напряженности поля и запишите закон Кулона.

2. Запишите принцип суперпозиции электрических полей. Поток вектора напряженности. Теорема Гаусса для электрического поля в вакууме.

3. Потенциал электрического поля. Связь напряженности с потенциалом.

Лабораторная работа № 5

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Цель работы: изучить законы постоянного тока; опытным путем установить зависимость полной и полезной мощностей и КПД источника тока от нагрузки; научиться применять законы Ома для расчета электрических цепей.

Приборы и принадлежности: два источника питания, два ключа, два миллиамперметра на 100 мА, вольтметр на 15 В, набор сопротивлений.

1. Теоретическая часть

Электрическим током называется упорядоченное движение электрических зарядов. Для возникновения и существования электрического тока в среде необходимо наличие двух условий:

- в среде должны быть носители тока (у металлов электроны проводимости);
- должно существовать электрическое поле.

За направление тока условно принимают направление движения положительных зарядов. Если в действительности движутся не положительные, а отрицательные заряды, то направление электрического тока считается противоположным направлению движения отрицательных зарядов.

Количественной мерой интенсивности движения электрических зарядов является сила тока I – скалярная величина, определяемая электрическим зарядом, проходящим через поперечное сечение проводника в единицу времени:
$$I = \frac{dq}{dt}.$$

Для характеристики направления электрического тока вводится вектор плотности тока j . Плотность тока – вектор, ориентированный по направлению тока, определяемый силой тока, проходящего через единицу площади поперечного сечения проводника, перпендикулярного направлению тока.

Если концентрация носителей тока равна n , каждый носитель имеет заряд e и движется со скоростью упорядоченного движения \mathfrak{V} , то за время dt через поперечное сечение S перенесется заряд $dq = ne\mathfrak{V}sd t$, а плотность тока $j = ne\mathfrak{V}$.

С другой стороны, сила тока – это поток вектора плотности тока сквозь произвольную поверхность S :

$$I = \int_S j dS.$$

Таким образом, для существования электрического тока нужно наличие свободных зарядов и наличие электрического поля. Если в проводнике создать электрическое поле и не принять мер для его поддержания, то ток в проводнике быстро исчезнет. Чтобы поддерживать ток в проводнике достаточно долго, нужно от конца проводника с меньшим потенциалом непрерывно отводить приносимые сюда заряды, а к концу с большим потенциалом непрерывно подводить заряды (рис. 5.1).

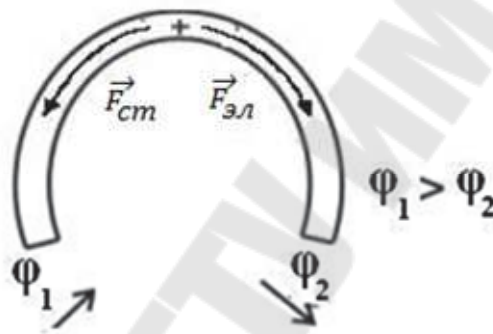


Рис. 5.1. Схема перемещения зарядов внутри источника тока

Перемещение этих зарядов осуществляется за счет сил неэлектрического происхождения, т. е. сторонних сил. Природа сторонних сил может быть различна. Эти силы могут возникать за счет энергии химических реакций; за счет энергии магнитного поля; за счет механической энергии. Сторонние силы, перемещая электрические заряды, совершают работу. Физическую величину, которая определяется работой, совершаемой сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда, называют электродвижущей силой (ЭДС): $\varepsilon = \frac{A_{ст}}{q_0}$.

Работа сторонних сил над пробным зарядом (единичным положительным) в замкнутой цепи равна:

$$A_{ст} = \oint F_{ст} dl = q_0 \oint E_{ст} dl, \text{ тогда ЭДС } \varepsilon = \frac{A_{ст}}{q_0} = \oint E_{ст} dl.$$

Кроме сторонних сил, на заряд действуют силы электростатического поля, результирующая сила которых будет

$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{эл}} + \vec{F}_{\text{ст}}.$$

Работа результирующей силы над зарядом q_0 на участке 1–2:

$$A_{12} = q_0 \int_1^2 E_{\text{эл}} dl + q_0 \int_1^2 E_{\text{ст}} dl = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) + q_0 \varepsilon_{12}.$$

Физическую величину, численно равную работе, совершаемой электростатическими и сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда на участке 1–2, называют напряжением:

$$U_{12} = \frac{A_{\text{эл}} + A_{\text{ст}}}{q_0} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}.$$

Участок цепи, не содержащий ЭДС, называют однородным. Участок цепи, содержащий источник ЭДС, называют неоднородным.

Немецкий физик Г. Ом экспериментально установил, что сила тока, текущего по однородному металлическому проводнику, пропорциональна напряжению на концах проводника и обратно пропорциональна его сопротивлению:

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

где R – сопротивление проводника; $I = \frac{U}{R}$ – закон Ома для участка цепи, не содержащего источника тока (ЭДС).

Если учесть, что $I = jds$, $U = Edl$ и $R = \rho \frac{dl}{dS}$, то закон Ома можно представить в дифференциальной форме: $j dS = \frac{Edl}{\rho dl} dS$, $j = \frac{E}{\rho} = \sigma E$, где ρ – удельное сопротивление проводника; $\sigma = \frac{1}{\rho}$ – удельная проводимость.

Так как плотность тока \vec{j} и напряженность электрического поля \vec{E} – величины векторные и направление их совпадает, то закон Ома в дифференциальной форме (векторной) можно записать так:

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

Для участка неоднородной цепи закон Ома в дифференциальной форме будет $\vec{j} = \sigma(\vec{E}_{\text{эл}} + \vec{E}_{\text{ст}})$ или в интегральной форме $IR = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}$. Следовательно:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}}{R_{\text{общ}}}$$

Если цепь замкнута, т. е. $\varphi_1 = \varphi_2$, то получим закон Ома для полной цепи:

$$I = \frac{\Sigma}{R_{\text{общ}}} = \frac{\Sigma}{R + r},$$

где r – внутреннее сопротивление источника тока (ЭДС).

Так как электрический ток – это упорядоченное перемещение заряда под действием электрического поля, то работа тока:

$$A = qU = IUt, \text{ используя закон Ома } I = \frac{U}{R};$$

$$A = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t.$$

Мощность тока $P_{\text{полез}} = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}$ – это полезная мощность, т. е. мощность, которая выделяется во внешней цепи, а полная мощность $P = I\varepsilon = I^2(R + r) = \frac{U^2}{R + r}$ – это мощность, которая частично выделяется во внешней цепи (полезная), частично – на внутреннем сопротивлении (потеря мощности). Коэффициент полезного действия источника равен:

$$\eta = \frac{P_{\text{полез}}}{P} = \frac{I^2 R}{I^2(R + r)} = \frac{R}{R + r} < 1.$$

Важные свойства электрических цепей:

1. Полезная мощность максимальна при выполнении «условия согласования» $R = r(P_{\text{полез}})_{\text{max}} = \frac{\varepsilon^2}{4r}$.

2. Полная мощность максимальна при $R = 0$, уменьшается вдвое при $R = r$, стремится к нулю при $R \rightarrow \infty$:

$$P_{\max} = \frac{\varepsilon^2}{r}.$$

3. КПД равен нулю при $R = 0$;

$\eta = 0,5$ при $R = r$;

$\eta \rightarrow 1$ при $R \rightarrow \infty$.

Графики зависимости $I(R)$, $P_{\text{полез}}(R)$, $\eta(R)$ представлены на рис. 5.2.

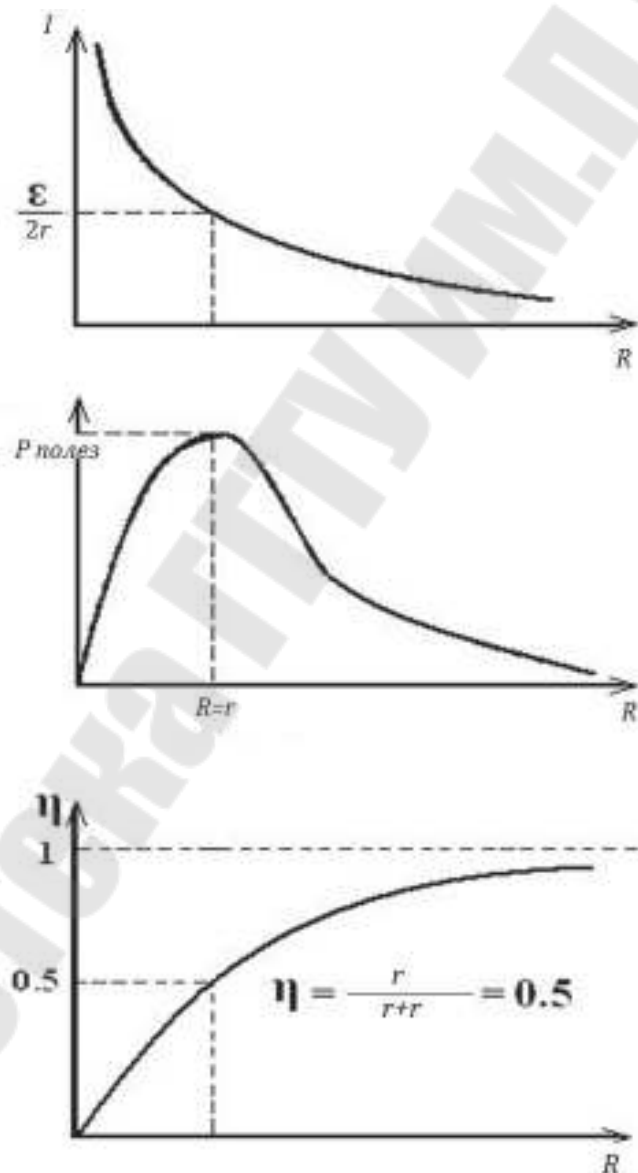


Рис. 5.2. Графики зависимости тока, полезной мощности и КПД от внешней нагрузки (сопротивления)

Если ток проходит по неподвижному металлическому проводнику, то вся работа тока идет на его нагревание и, по закону сохранения энергии:

$$dQ = dA, \text{ т. е. } dQ = IUdt = I^2 Rdt = \frac{U^2}{R} dt - \text{это закон Джоуля–Ленца.}$$

Если учесть, что $R \Rightarrow \frac{dl}{dS}$; $I = jdS$, то

$$dQ = I^2 Rdt \Rightarrow (jdS)^2 \frac{dl}{dS} dt \Rightarrow j^2 dVdt,$$

где $dV = dl ds$ – элементарный объем проводника, тогда $w = \frac{dQ}{dVdt}$ – количество теплоты, выделившееся за единицу времени в единице объема, которое называют удельной тепловой мощностью тока; $w = \rho j^2 = \sigma E^2$ – дифференциальная форма закона Джоуля–Ленца $j = \sigma E$, $\rho = \frac{1}{\sigma}$.

Используя закон Ома, можно рассчитать практически любую электрическую цепь.

2. Порядок выполнения работы

Задание 1

Рассчитайте полезную мощность, затраченную (полную) мощность и КПД источника.

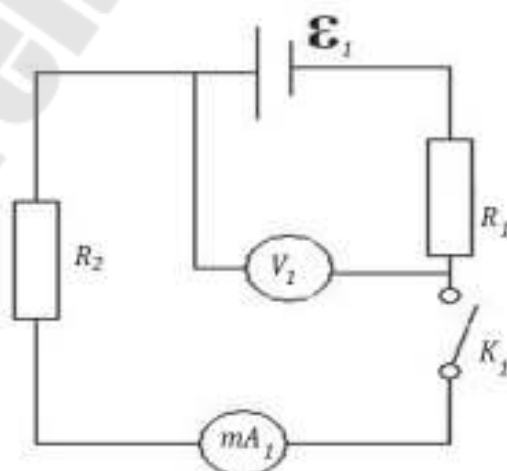


Рис. 5.3. Экспериментальная схема лабораторной установки

1. Соберите электрическую схему согласно (рис. 5.3).
 2. Нагрузочное сопротивление R_n установить в положение « ∞ ». Включить источник питания стенда 220 В (сеть) и тумблер « E_1 ». Замкните ключ K_1 . В данном положении R_n показания вольтметра не будут отличаться от ЭДС источника. Записать это значение $\varepsilon_1 = \dots$ В.
 3. Нагрузочное сопротивление R_n установить в положение «0», запишите показания приборов.
- Изменяя сопротивление нагрузки R_n от 0 до 750 Ом, запишите показания приборов в табл. 5.1.

Таблица 5.1

№ п/п	$R, \text{ Ом}$	$I, \text{ мА}$	$U, \text{ В}$	$P_{\text{полез}}, \text{ Вт}$	$P, \text{ Вт}$	η
1	∞	0	$\varepsilon_1 = \dots$ В	0	0	0
2	0					
...						

4. По формулам $P_{\text{полез}} = UI$, $P = I\varepsilon_1$, $\eta = \frac{U}{\varepsilon_1}$ рассчитайте полезную мощность, полную мощность и КПД источника тока.
5. Постройте графики зависимости

$$I(R), P_{\text{полез}}(R), P(R) \text{ и } \eta(R).$$

На каждом графике найти характерную точку, соответствующую максимуму полезной мощности (условие $R = r$). По графику определить r . Рассчитать r через известные значения силы тока короткого замыкания ($R = 0$) и ЭДС источника. Сравнить полученные значения.

Вопросы для самоконтроля:

1. Как зависит полная и полезная мощности от величины нагрузки?
2. Как определить максимальную полезную мощность?
3. Чему равна максимальная полная мощность?
4. Чему равен КПД источника при максимальной полезной мощности?
5. Сделать выводы по результатам проделанной работы.

Лабораторная работа № 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Цель работы: изучить закон Био–Савара–Лапласа и определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли.

Приборы и принадлежности: регулируемый источник постоянного тока с коммутатором, тангенс-гальванометр и соединительные провода.

1. Теоретическая часть

Магнитное поле, создаваемое проводником с током, характеризуется векторной величиной, которую называют вектором магнитной индукции \vec{B} .

Магнитную индукцию поля, созданного постоянным током, можно рассчитать, используя закон Био–Савара–Лапласа:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3}, \quad (6.1)$$

где $d\vec{l}$ – вектор, по модулю равный длине $d\vec{l}$ элемента проводника и совпадающий по направлению с током; \vec{r} – радиус-вектор, проведенный от элемента $d\vec{l}$ проводника в точку A , в которой вычисляется магнитная индукция $d\vec{B}$ поля; r – модуль радиуса-вектора.

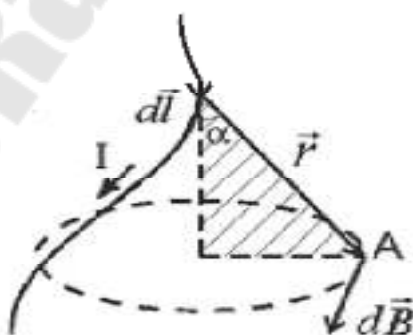


Рис. 6.1. Магнитная индукция поля, созданная элементом проводника с током

Из рис. 6.1 видно, что направление вектора $d\vec{B}$ в точке A перпендикулярно плоскости, в которой лежат вектора $d\vec{l}$ и \vec{r} , и совпа-

дает с касательной к линии магнитной индукции. Направление вектора $d\vec{B}$ определяется по правилу правого винта (буравчика).

Модуль вектора $|d\vec{B}|$ определяется выражением

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{Idl \cdot \sin \alpha}{r^2},$$

где α – угол между векторами $d\vec{l}$ и \vec{r} ; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; μ – относительная магнитная проницаемость среды.

1.1. Магнитная индукция поля прямого тока

Пусть по прямому тонкому бесконечно длинному проводнику течет постоянный ток, как показано на рис. 6.2. Вычислим индукцию магнитного поля в произвольной точке A , находящейся от оси проводника на расстоянии R . Для этого проводник разобьем на множество малых элементов длиной dl . Выберем произвольно один такой элемент. Этот элемент $d\vec{l}$ проводника с током I создает в точке A магнитное поле, вектор магнитной индукции $d\vec{B}$ которого согласно закону Био–Савара–Лапласа равен:

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

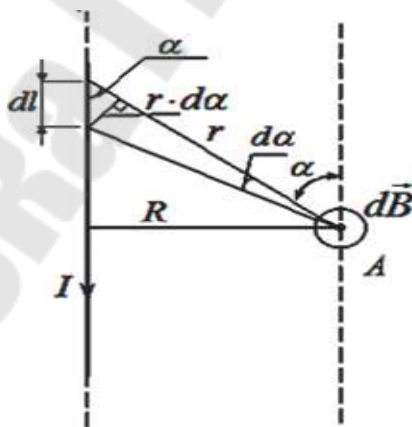


Рис. 6.2. Магнитное поле прямого тока Idl

Вектор $d\vec{B}$ в точке A направлен перпендикулярно плоскости чертежа к нам. Модуль этого вектора равен:

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{Idl \cdot \sin \alpha}{r^2}. \quad (6.2)$$

В выражении (6.2) имеются две переменные величины – r и α . Преобразуем выражение (6.2) так, чтобы в него входила только одна переменная – α . Для этого выразим r и dl через угол α . Из рис. 6.2 находим:

$$r = \frac{R}{\sin \alpha}, \quad dl = \frac{r \cdot d\alpha}{\sin \alpha}.$$

Подставив эти значения в (6.2) и преобразуя, получим дифференциал искомой величины как функцию одной переменной:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha}{R}. \quad (6.3)$$

Легко видеть, что все векторы $d\vec{B}$ от элементов проводника с током в точке A коллинеарны между собой и одинаково направлены, следовательно, результирующую индукцию магнитного поля найдем интегрированием выражения (6.3), где угол α изменяется в пределах от α_1 до α_2 . Так как проводник бесконечно длинный, то $\alpha_1 = 0$, а $\alpha_2 = \pi$. Следовательно:

$$B = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha}{R} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I}{R} \cdot \int_0^{\pi} \sin \alpha \cdot d\alpha = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot 2}{R} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \cdot \frac{I}{R}.$$

Таким образом, магнитная индукция поля прямолинейного бесконечно длинного проводника с током определяется по формуле (6.4):

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \cdot \frac{I}{R}. \quad (6.4)$$

1.2. Магнитная индукция поля в центре кругового проводника с током

Пусть по круговому проводнику течет постоянный электрический ток, как показано на рис. 6.3. Рассчитаем магнитную индукцию поля в центре кругового (точка O) проводника (витка) с током. Разобьем виток на множество малых элементов длиной dl . Выбранный произвольно элемент dl создает в точке O магнитное поле индукции $d\vec{B}$ (6.1). Из рис. 6.3 легко видеть, что $d\vec{B}$ в точке O направлен перпендикулярно плоскости витка. Модуль этого вектора равен:

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I dl \cdot \sin \alpha}{r^2},$$

так как $r = R$, $\alpha = \frac{\pi}{2}$, а $\sin \alpha = 1$, то

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl}{R^2}, \quad (6.5)$$

где R – радиус кругового проводника (витка).

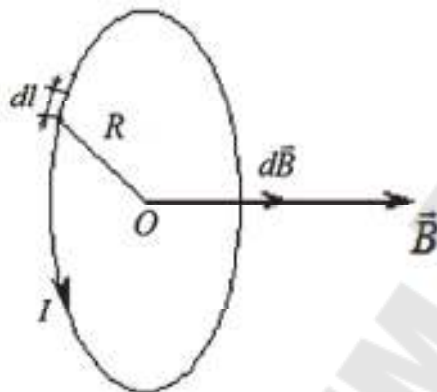


Рис .6.3. Магнитная индукция поля в центре кругового проводника с током

Из рис. 6.3 следует, что все элементарные векторы $d\vec{B}$ в точке O одинаково направлены, поэтому сложение векторов $d\vec{B}$ можно заменить сложением их модулей.

Интегрируя выражение (6.5) по всей длине кругового проводника (витка), т. е. от 0 до $2\pi R$, находим B :

$$B = \int_l dB = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I dl}{R^2} = \frac{\mu_0 \mu}{2} \cdot \frac{I}{R}.$$

Таким образом, магнитное поле в центре кругового проводника с током определяется выражением (6.6):

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{2} \cdot \frac{I}{R}. \quad (6.6)$$

Единицей магнитной индукции в СИ является тесла $[B] = 1$ Тл. Расчет индукции магнитного поля по приведенным формулам часто вызывает трудности, так как μ для некоторых сред (ферромагнетики) является функцией поля и к тому же не выражается аналитически. Поэтому вводится величина, не зависящая от свойств среды, – напряженность магнитного поля \vec{H} .

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0\mu}, \text{ или } \vec{B} = \mu_0\mu\vec{H}.$$

Как и магнитная индукция, напряженность магнитного поля является вектором. В однородной изотропной среде векторы \vec{B} и \vec{H} совпадают по направлению.

1.3. Магнитное поле Земли

Магнитная стрелка, свободно вращающаяся на острие вертикальной оси (компас), всегда устанавливается в данном месте Земли в определенном направлении: один конец ее указывает на север, другой – на юг. При этом направление магнитной стрелки не совпадает с направлением географического меридиана Ns (рис. 6.4). Это объясняется наличием магнитного поля Земли. Земля представляет собой огромный естественный магнит, полюса которого лежат вблизи географических полюсов. Однако вблизи северного географического полюса расположен южный S магнитный, а вблизи южного географического – северный N магнитный полюс. Через магнитные полюса Земли можно провести линии больших кругов – магнитные меридианы. Перпендикулярно к магнитным меридианам проводят линию большого круга – магнитный экватор – и параллельно магнитному экватору проводят линии малых кругов – магнитные параллели. Таким образом, каждой точке на Земле соответствуют не только географические, но и магнитные координаты. В пространстве, окружающем Землю, создается магнитное поле, силовые линии которого изображены на рис. 6.4.

Так как магнитное поле Земли – это поле прямого магнита, то силовые линии этого поля лишь на магнитных полюсах вертикальны, а на магнитном экваторе горизонтальны. В остальных точках земной поверхности магнитное поле Земли направлено под некоторым углом к горизонтальной плоскости. Если магнитную стрелку подвесить на нити, то стрелка установится по направлению вектора \vec{B} магнитного поля под некоторым углом к горизонтальной плоскости в данной точке (рис. 6.5).

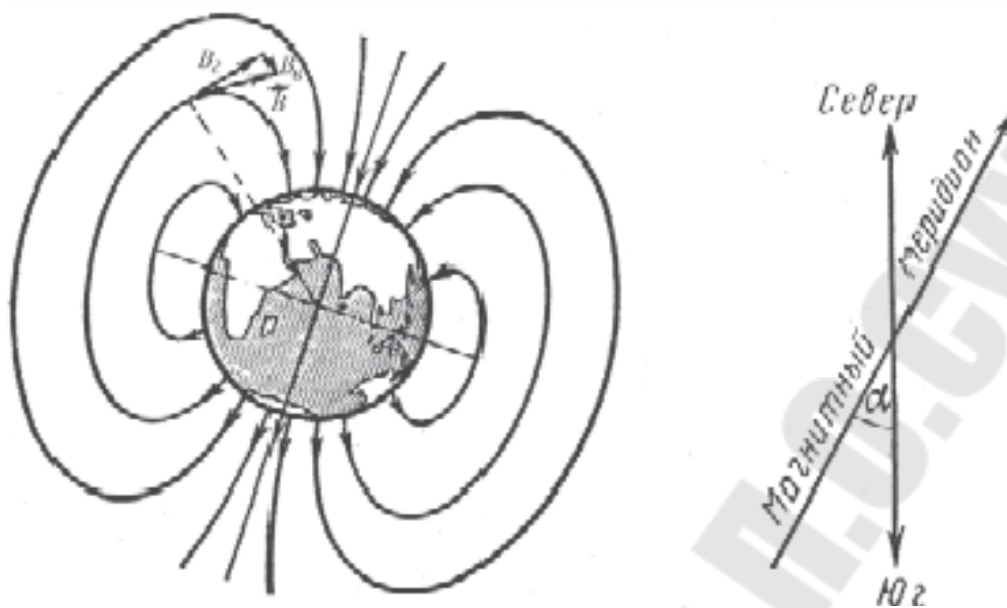


Рис. 6.4. Магнитное поле Земли

Таким образом, индукция магнитного поля Земли в данной точке имеет горизонтальную и вертикальную составляющие.

2. Экспериментальная часть

В данной работе определяется горизонтальная составляющая магнитной индукции поля Земли с помощью тангенс-гальванометра. Устройство тангенс-гальванометра показано на рис. 6.5.

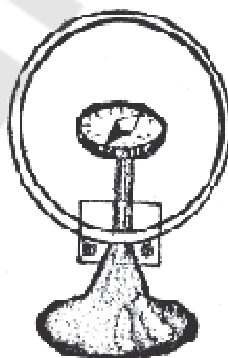


Рис. 6.5. Тангенс-гальванометр

Тангенс-гальванометр состоит из нескольких круговых витков, закрепленных вертикально на подставке. В центре витков (катушки) в горизонтальной плоскости закреплен компас. Стрелка компаса, при отсутствии тока в катушке, устанавливается вдоль магнитного меридиана Земли. Если плоскость витков совместить с плоскостью маг-

нитного меридиана, а затем по виткам пропустить ток, то стрелка компаса отклонится на некоторый угол относительно своего первоначального положения. Она установится вдоль равнодействующей индукций двух взаимно перпендикулярных магнитных полей: горизонтальной составляющей магнитного поля Земли B_{Γ} и магнитного поля B_I , созданного током катушки. Равнодействующая этих полей B будет $B = B_{\Gamma} + B_I$.

Из рис. 6.6 видно, что $\operatorname{tg}\beta = \frac{B_I}{B_{\Gamma}}$, откуда $B_{\Gamma} = \frac{B_I}{\operatorname{tg}\beta}$.

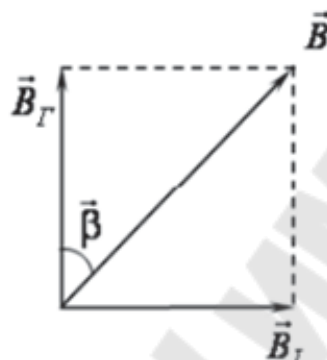


Рис. 6.6. Равнодействующая индукций двух взаимно перпендикулярных магнитных полей

Результирующая индукция магнитного поля в центре катушки с учетом числа ее витков (N) определяется по формуле

$$B_{\Gamma} = \mu_0 \mu \frac{NI}{2R \cdot \operatorname{tg}\beta}. \quad (6.7)$$

3. Порядок выполнения работы

1. Соберите электрическую цепь согласно рис. 6.7.

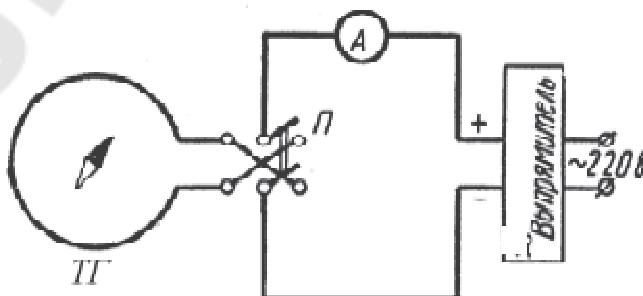


Рис. 6.7. Схема экспериментальной установки

2. Поворачивая тангенс-гальванометр вокруг вертикальной оси, установите плоскость катушки тангенс-гальванометра в плоскости магнитного меридиана так, чтобы витки и продольная ось магнитной стрелки находились в одной вертикальной плоскости.

3. Включите источник питания и установите в цепи величину тока, при которой магнитная стрелка компаса отклонится на угол β_1 , равный 45° от первоначального положения. Запишите величину тока.

4. Не изменяя величины тока, с помощью коммутатора измените направление тока в витках на противоположное и произведите отсчет угла отклонения β_2 . При этом стрелка компаса отклонится в сторону, противоположную отклонению при первом измерении. Найдите среднее значение.

5. Проведите измерение при других значениях тока, после чего отключите источник питания от сети.

6. Средний радиус R витков катушки и число витков N указаны в планшете на рабочем месте. Для каждой пары значений I и β вычислите B_Γ по формуле (6.7) и найдите ее среднее значение.

7. Рассчитайте погрешность измерений. Результаты измерений и вычислений занесите в табл. 6.1.

Таблица 6.1

№ п/п	I, A	$\Delta I, A$	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	$\bar{\beta}, ^\circ$	$R, м$	$\Delta R, м$	$\beta, ^\circ$	$B, Tл$	$\Delta B, Tл$

Окончательный ответ представить в виде $B_\Gamma = \bar{B}_\Gamma \pm \Delta B_\Gamma$.

Вопросы для самоконтроля:

1. Сформулируйте и запишите закон Био–Савара–Лапласа. Как определить направление вектора $d\vec{B}$?

2. Выведите формулу магнитной индукции поля прямого тока и кругового проводника с током.

3. Объясните принцип работы тангенс-гальванометра.

Лабораторная работа № 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ СТЕКЛЯННОЙ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: изучить явления интерференции света в тонких пленках и определить радиус кривизны стеклянной линзы.

Приборы и принадлежности: осветитель, светофильтр, линзы, плоскопараллельная пластинка.

1. Теоретическая часть

1.1. Введение

Интерференция света – перераспределение интенсивности в результате наложения когерентных световых волн. Волны называются когерентными, если они имеют равные частоты и постоянную разность начальных фаз. Для наблюдения интерференции необходимо, чтобы колебания световых векторов интерферирующих волн совершались вдоль одного и того же направления, т. е. чтобы интерферирующие волны были поляризованы в одной плоскости. Так как независимые источники света испускают излучения на разных частотах и с разными фазами, т. е. являются некогерентными, то для получения интерференции необходимо разделить световую волну от одного источника на две или более волн и затем их наложить.

1.2. Интерференция в тонких пленках

Радужная окраска тонких пленок (мыльных пузырей, пленок нефти или масла на поверхности воды), наблюдаемая в естественных условиях, является примером интерференции света в тонких пленках. Образование когерентных волн, интерферирующих при наложении, происходит в этом случае вследствие отражения падающего на пленку света от ее верхней и нижней поверхностей. Результат интерференции зависит от сдвига фаз, приобретаемого накладываемыми волнами в пленке. Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом α (рис. 7.1) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке O падающий луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки (луч 1), а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки C , частично преломится, а частично отразится. Отраженный луч пойдет к точке B , где он

опять частично отразится и преломится (луч 2), выходя в воздух под углом α . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны. Результат интерференции этих лучей зависит от оптической разности хода между ними. Оптическая разность хода, возникшая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB :

$$\Delta = n(|OC| + |CB|) - n_0|OA|,$$

где n_0 – показатель преломления окружающей пленку среды.

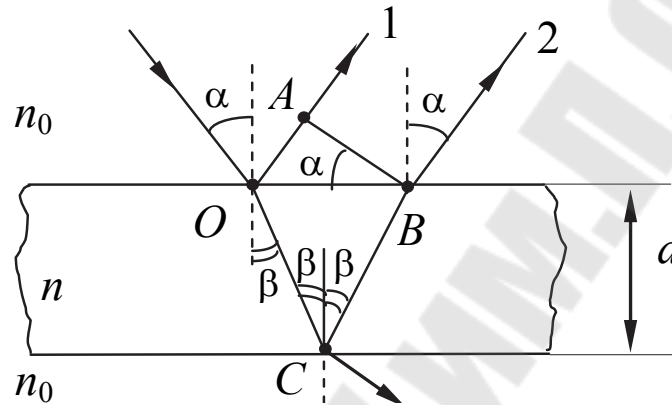


Рис. 7.1. К расчету оптической длины пути в тонких пленках

Для случая, изображенного на рис. 7.1, $n_0 = 1$, $OC = CB = d / \cos\beta$, $OA = OB \cdot \sin\alpha = 2d \cdot \operatorname{tg}\beta \cdot \sin\alpha$.

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos\beta} - 2d \cdot \operatorname{tg}\beta \cdot \sin\alpha = 2d \frac{n^2 - n \cdot \sin\beta \cdot \sin\alpha}{n \cdot \cos\beta}$$

и, принимая во внимание закон преломления, получим:

$$\Delta = 2dn \cdot \cos\beta = 2dn\sqrt{1 - \sin^2\beta} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}. \quad (7.1)$$

При вычислении разности фаз $\Delta\varphi$ между колебаниями в лучах 1 и 2 нужно, кроме оптической разности хода Δ , учесть изменения фазы волны при отражении от границы раздела среды оптически менее плотной со средой оптически более плотной. Фаза волны претерпевает изменение на π , что соответствует потере полуволны для оптической разности хода.

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2}. \quad (7.2)$$

Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O и $\lambda_0/2$ будет иметь знак минус. Если $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке C и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс, где λ_0 – длина волны света в вакууме. При интерференции в тонких пленках условие максимума имеет вид:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad (7.3)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$, m – число длин волн, укладываемых на отрезке с разностью хода Δ .

Условие минимума имеет вид:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 \cdot \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad (7.4)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$.

1.3. Полосы равного наклона

Параллельные лучи, отраженные от плоскопараллельных пленок, не могут пересекаться на конечном расстоянии. Следовательно, интерференционные полосы также не могут возникнуть на конечном расстоянии от поверхности пленки, поэтому говорят, что они локализованы в бесконечности. То есть интерференционные полосы, рассмотренные в разд. 1.2, можно наблюдать глазом, аккомодированным на бесконечность или после прохождения лучей через собирающую линзу на экране находящейся в фокусе линзы. Если на пленку падает пучок непараллельных лучей, то в соответствии с формулами (7.2) и (7.3) следует, что интерференционная картина в пленках (пластинах) определяется величинами λ_0 , d , n , α . Для данных λ_0 , d , n каждому наклону лучей α соответствует своя интерференционная полоса. *Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пленку (пластину) под одинаковыми углами, называются полосами равного наклона.*

Интерференционная картина наблюдается на экране Э, установленном в фокальной плоскости собирающей линзы Л (рис. 7.2), имеет вид чередующихся темных и светлых полос. При освещении пленки белым светом на экране наблюдается система разноцветных полос равного наклона.

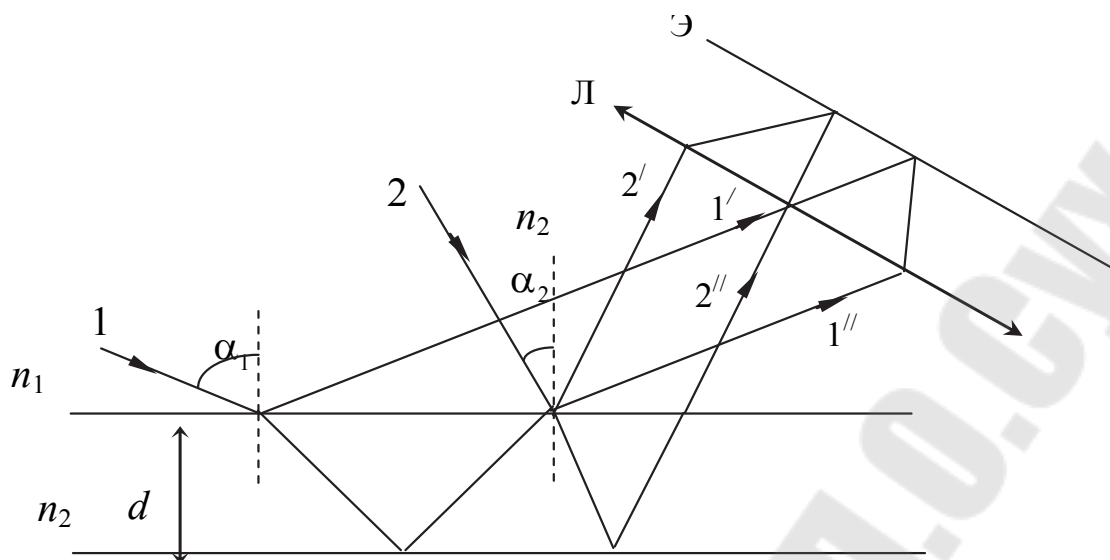


Рис. 7.2. Локализация полос равного наклона

1.4. Полосы равной толщины

При отражении параллельного (или почти параллельного) пучка лучей света ($\alpha = \text{const}$) от тонкой оптически прозрачной пленки переменной толщины d оптическая разность хода интерферирующих волн изменяется при переходе от одной точки на поверхности пленки к другой в соответствии с изменением толщины d , так что условия интерференции одинаковы в точках, соответствующих одинаковым значениям d . Интерференционные полосы, возникающие в результате отражения от мест одинаковой толщины, называются полосами равной толщины.

Пусть на клин (угол между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление распространения которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2 (рис. 7.3). Из всех лучей, на которые разделится падающий луч 1, рассмотрим лучи $1'$ и $1''$, отразившиеся от верхней и нижней поверхностей клина. Полученные таким образом два когерентных луча дают интерференционный эффект вблизи верхней поверхности клина в точке B . При малом угле клина B и малом угле падения луча α точка B близка к точке A и практически будет находиться на поверхности клина.

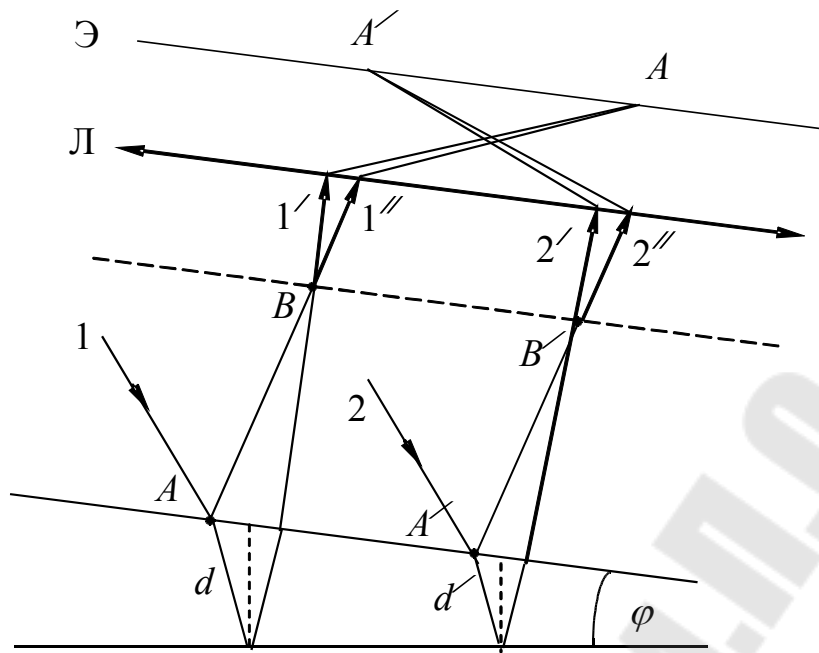


Рис. 7.3. Образование полос равной толщины

Оптическая разность хода между интерферирующими лучами $1'$ и $1''$ может быть вычислена по формуле (7.2) с учетом малости угла падения α :

$$\Delta = 2dn \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (7.5)$$

где d – толщина клина в месте падения на него луча; n – показатель преломления материала клина. Тогда условия образования интерференционных максимумов и минимумов принимают вид:

$$2dn - \frac{\lambda_0}{2} = \pm m\lambda_0 - \text{максимума,}$$

$$2dn - \frac{\lambda_0}{2} = \pm(2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} - \text{минимума,}$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$. Для лучей $2'$ и $2''$ оптическая разность хода определяется толщиной d' .

Наблюдать полосы равной толщины можно либо спроецировав с помощью линзы Л на экран Э поверхность клиновидной пластинки (рис. 7.3), либо непосредственно глазом, аккомодированным на поверхность клина.

1.5. Кольца Ньютона

Частным случаем полос равной толщины являются кольца Ньютона, которые образуются при интерференции световых волн, отраженных от верхней и нижней поверхностей тонкой клиновидной воздушной прослойки, заключенной между выпуклой поверхностью линзы и плоской стеклянной пластинкой (рис. 7.4, а). При нормальном падении параллельного пучка монохроматического света на плоскую поверхность линзы отраженные лучи, интерферируя, образуют полосы равной толщины, имеющие вид концентрических окружностей (рис. 7.4, б).

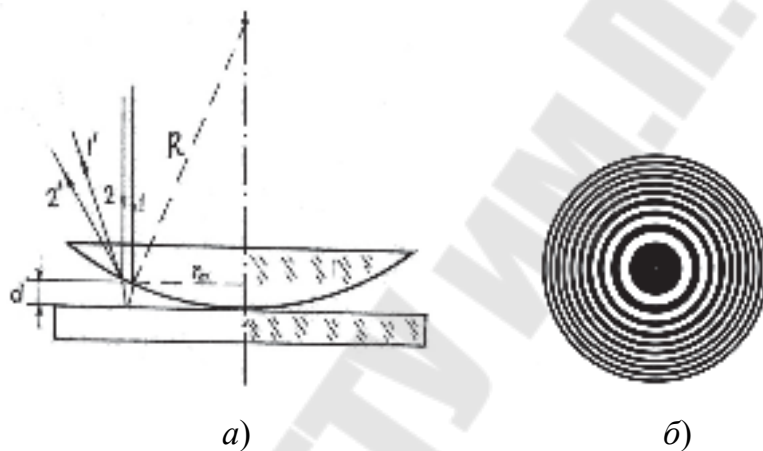


Рис. 7.4. К расчету радиусов колец Ньютона

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении от менее оптически плотной среды) при условии, что показатель преломления воздуха $n = 1$, а угол падения $\alpha = 0$:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (7.6)$$

где d – ширина зазора; R – радиус кривизны линзы; r – радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор d .

Из рис. 7.4 следует, что

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = R^2 - R^2 + 2Rd - d^2 = 2Rd - d^2.$$

Принимая во внимание, что d мало, пренебрегаем d^2 и получим:

$$r^2 = 2dR; \quad 2d = r^2/R.$$

Тогда оптическая разность хода с учетом (7.6) равна:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Учитывая условия интерференционных максимумов и минимумов для тонких пленок, выражения для радиусов r_m светлого и r'_m темного кольца в отраженном свете, соответственно, будут равны:

$$r_m = \sqrt{(2m-1)R \frac{\lambda_0}{2}} \quad (m = 1, 2, 3, \dots);$$

$$r'_m = \sqrt{mR\lambda_0} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots).$$

В проходящем свете возникает дополнительная интерференционная картина, и при монохроматическом освещении поверхности линзы на месте светлых колец образуются темные и наоборот.

$$r_m = \sqrt{mR\lambda_0} \quad (m = 1, 2, 3, \dots);$$

$$r'_m = \sqrt{(2m-1)R \frac{\lambda_0}{2}} \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

Если на линзу падает белый свет, то в отраженном свете в центре наблюдается центральное темное пятно, окруженное системой цветных колец, соответствующих интерференционным максимумам отраженного света с различными значениями λ .

2. Описание установки

Схема установки представлена на рис. 7.5.

Источником света служит лампочка накаливания 1, свет которой проходит через светофильтр 2 и попадает на линзу 3, которая помещена на стеклянной подложке 4. Интерференционная картина в виде колец Ньютона в отраженном свете с помощью линзы 5 проецируется на экран 6.

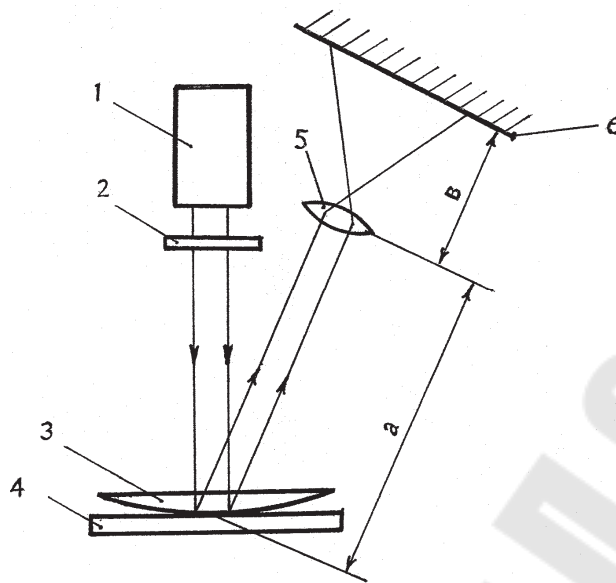


Рис. 7.5. Схема установки для наблюдения колец Ньютона

3. Порядок выполнения

1. Получите на экране интерференционные кольца. Перемещением линзы 5 и экрана 6 добиться резкой видимости интерференционной картины. Картина, полученная на экране, есть увеличенное изображение действительных колец Ньютона.

2. Измерьте расстояние a между деталями 4–5 и расстояние b между деталями 5–6. Измерьте диаметры d' 3–4 темных интерференционных колец.

3. Вычислите действительные диаметры d колец Ньютона по формуле

$$d = \frac{a}{b} d'$$

4. Определите радиус кривизны линзы R , измерив 3–4 пары колец Ньютона по формуле

$$R = \frac{d_i^2 - d_j^2}{4(i - j)\lambda} \cdot \frac{a^2}{b^2},$$

где i – номер большего кольца Ньютона; j – номер меньшего кольца.

5. Результаты измерений и вычислений запишите в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Номер кольца	d'	d	a	b	Номер пар	R
1					2–1	
2					3–2	
3					3–1	

6. Вычислите среднее значение радиуса R и результат представьте в виде

$$R = \bar{R} \pm \Delta R.$$

Вопросы для самоконтроля:

1. Как определяется оптическая длина пути световой волны и оптическая разность хода световых волн?
2. Запишите условия образования максимумов и минимумов при интерференции света.
3. Как образуются когерентные волны в данной лабораторной работе?
4. Поясните образование интерференционных колец, наблюдаемых на экране. Почему они имеют вид концентрических колец?
5. В чем отличия интерференционных картин колец Ньютона в отраженном и проходящем свете?

Лабораторная работа № 8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: изучить дифракцию света на одномерной и двумерной структурах и определить длину световой волны.

Приборы и принадлежности: ОКГ, дифракционная решетка, металлическая сетка, экран.

1. Теоретическая часть

1.1. Дифракционная решетка

Дифракционная решетка – это оптическое устройство, обеспечивающее периодическую пространственную модуляцию падающей световой волны по амплитуде, или по фазе, или по амплитуде и по фазе одновременно. По особенностям получения дифракции дифракционные решетки делятся на отражательные и пропускающие. В отражательных дифракционных решетках штрихи наносятся на зеркальную (как правило, металлическую) поверхность и наблюдение спектра ведется в отраженном свете. В пропускающих решетках штрихи наносятся на поверхность прозрачной (как правило, стеклянной) пластины либо вырезаются в виде узких щелей в непрозрачном экране, и наблюдение ведется в проходящем свете.

Пропускающая дифракционная решетка состоит из совокупности большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей. Расстояние d между серединами соседних щелей называют периодом или постоянной решетки. Постоянная решетки равна $d = a + b$, где a – промежуток между щелями, b – ширина щели решетки. Число щелей на 1 мм решетки находится по формуле $n = 10^{-3} / d$. Для качественных решеток число щелей на 1 мм равно $500 \div 1000$. Число щелей в решетке равно $N = nl$, где l – длина решетки.

Пусть на решетку нормально падает параллельный пучок света. Параллельно решетке R расположим собирающую линзу L , в фокальной плоскости которой поставим экран \mathcal{E} (рис. 8.1). Каждая из щелей даст на экране картину, типичную для дифракции от одной щели. Картины от всех щелей наложатся на одно и то же место экрана (так как независимо от положения щели центральный максимум лежит против центра линзы).

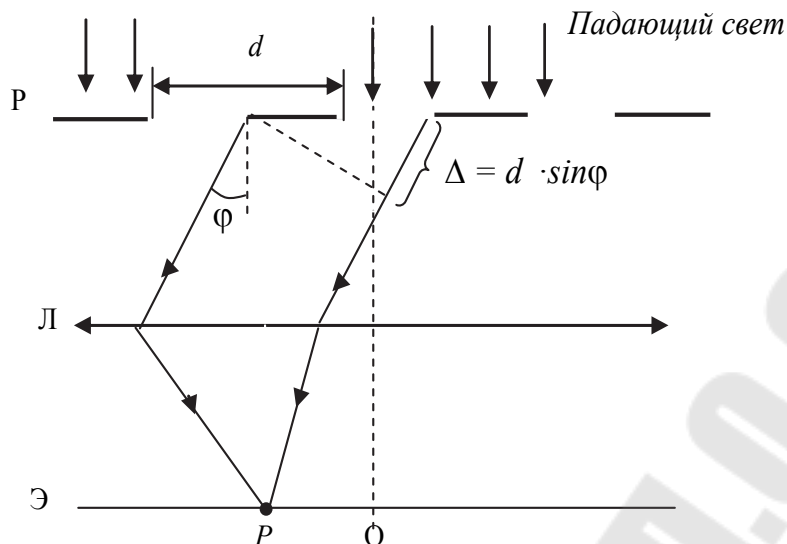


Рис. 8.1. Прохождение света через дифракционную решетку

Если бы колебания, приходящие в точку P от различных щелей, были некогерентны, то результирующая картина от N щелей отличалась бы от картины, создаваемой одной щелью, лишь тем, что все интенсивности возросли бы в N раз. Так как колебания от различных щелей являются когерентными, поэтому результирующая интенсивность будет отличаться от интенсивности, создаваемой одной щелью.

Результирующие колебания в точке P , положение которой определяется углом φ , представляют собой сумму N колебаний с одинаковой амплитудой A_φ , сдвинутых друг относительно друга по фазе на одну и ту же величину $\Delta\varphi$. Интенсивность при этих условиях равна:

$$I_{\text{реш}} = I_\varphi \frac{\sin^2(N \cdot \Delta\varphi / 2)}{\sin^2(\Delta\varphi / 2)}. \quad (8.1)$$

Из (8.1) следует, что дифракционная картина от решетки является результатом дифракции волны на каждой щели (I_φ) и интерференции волн от различных щелей $\sin^2(N \cdot \Delta\varphi / 2) / \sin^2(\Delta\varphi / 2)$.

На рис. 8.1 видно, что разность хода волн от соседних щелей равна $\Delta = d \cdot \sin \varphi$, следовательно, разность фаз равна:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \sin \varphi. \quad (8.2)$$

Подставив в формулу (8.1) выражение для (I_φ) и выражение (8.2) для $\Delta\varphi$, получим:

$$I_{\text{реш}} = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right)^2} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{N\pi d \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right)}, \quad (8.3)$$

где I_0 – интенсивность света, создаваемая одной щелью ($\varphi = 0$); b – ширина одной щели.

Первый множитель в (8.3) обращается в ноль в точках, для которых

$$b \cdot \sin\varphi = \pm k\lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (8.4)$$

В этих точках интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, равна нулю, так как в тех направлениях, в которых свет не распространяется ни от одной щели, он не будет распространяться при любом количестве щелей. То есть в направлениях, определяемых условием (8.4), наблюдаются минимумы интенсивности.

Второй множитель в (8.3) принимает значение N^2 в точках, удовлетворяющих условию

$$d \cdot \sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (8.5)$$

Для направлений, определяемых этим условием, колебания от отдельных щелей взаимно усиливают друг друга в результате интерференции, вследствие чего интенсивность света в соответствующей точке экрана равна:

$$I_{\text{max}} = N^2 I_{\varphi}, \quad (8.6)$$

где I_{φ} – интенсивность света, создаваемого одной щелью в направлении φ . То есть интенсивность главных максимумов I_{max} в N^2 раз больше интенсивности I_{φ} , создаваемой в направлении φ одной щелью.

Условие (8.5) определяет положение максимумов интенсивности, называемых главными. Число m называется порядком главного максимума. Максимум нулевого порядка только один, максимумов 1-го, 2-го и так далее порядков имеется по два.

Следовательно, при дифракции света на решетке из N щелей интенсивность растет прямо пропорционально квадрату числа щелей. Это есть следствие перераспределения полной, прошедшей через все щели, световой энергии вследствие интерференции дифрагировавших пучков.

Кроме минимумов, определяемых условием (8.4), в промежутках между соседними максимумами имеется по $(N - 1)$ добавочному минимуму. Эти минимумы возникают в тех направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга.

Условие образования добавочных минимумов имеет вид:

$$d \cdot \sin \varphi = \pm \frac{m}{N} \lambda. \quad (8.7)$$

В формуле (8.8) m принимает все целочисленные значения, кроме $0, N, 2N$, т. е. кроме тех, при которых условие (8.7) переходит в условие (8.5).

Из условия образования главных максимумов (8.5) следует, что при любом фиксированном значении m (кроме $m = 0$) положение максимума зависит от длины световой волны. Следовательно, при освещении решетки белым светом все максимумы, кроме нулевого, развернутся в спектры, фиолетовый (коротковолновый) конец которых обращен внутрь, к центру дифракционной картины, а красный (длинноволновый) – наружу. Таким образом, дифракционная решетка может быть использована для разложения белого света в спектр, т. е. представляет собой спектральный прибор. Заметим, что в то время, как стеклянная призма сильнее всего отклоняет фиолетовые лучи видимого света, дифракционная решетка, напротив, сильнее отклоняет красные лучи.

Центральный максимум ($m = 0$) остается белым, так как при ($m = 0$) условие $d \cdot \sin \varphi = 0$ выполняется тождественно при любом значении длины волны.

1.2. Дифракция на двумерной структуре

При рассмотрении одномерной задачи дифракции плоской волны на правильной структуре из N щелей происходит изменение распределения интенсивности дифрагированного света лишь вдоль направления, перпендикулярного к образующим щелям. При перемещении приемника вдоль образующих щелей эффектов дифракции не наблюдается. Если же дифракционная решетка имеет двумерную структуру, например, сетка с прямоугольными, равными по размерам ячейками, то интенсивность дифрагированного света меняется по всем направлениям.

Рассмотрим двумерную систему, состоящую из двух дифракционных решеток с периодами d_1 и d_2 . Наложим их одна на другую так, чтобы щели первой решетки были перпендикулярны к щелям второй. Пусть ось X перпендикулярна к щелям первой решетки, а ось Y –

к щелям второй. При описании такой более сложной системы будем пользоваться не углами дифракции φ_i , а дополнительными к ним углами α_i .

На рис. 8.2 показан угол φ_i и дополнительный угол α_i к нему. Очевидно, что $\sin \varphi_i = \cos \alpha_i$. Тогда известное условие главных максимумов для первой решетки запишется в виде:

$$d_1 \cdot \cos \alpha = m_1 \lambda.$$

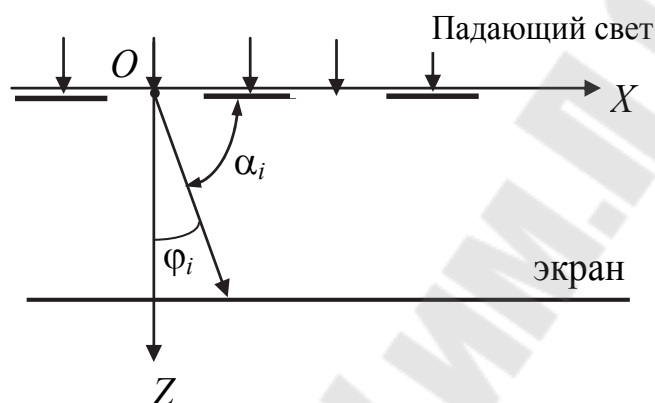


Рис. 8.2. Дифракция на двумерной структуре

Пусть на систему, состоящую из двух дифракционных решеток, падает нормально плоская волна.

Применяя теорию одномерной решетки, получим, что положения главных максимумов в направлении оси OX должны удовлетворять условию

$$d_1 \cdot \cos \alpha = \pm m_1 \lambda \quad (m_1 = 0, 1, 2, \dots),$$

а вдоль оси OY :

$$d_2 \cdot \cos \beta = \pm m_2 \lambda \quad (m_2 = 0, 1, 2, \dots).$$

Здесь α и β – углы, дополнительные к углам дифракции в направлениях осей OX и OY .

Таким образом, главные максимумы дифрагированного на двумерной структуре света возможны лишь в направлениях, удовлетворяющих одновременно двум написанным выше условиям. Если в каждой решетке, образующих двумерную структуру, число щелей N_1 и N_2 достаточно велико, то максимумы будут очень острыми и практически вся световая энергия пойдет по этим «разрешенным» направ-

лениям. На экране, расположенном в любом месте за системой решеток, получится дифракционная картина, представляющая собой четкие, симметричные световые пятна (рис. 8.3).

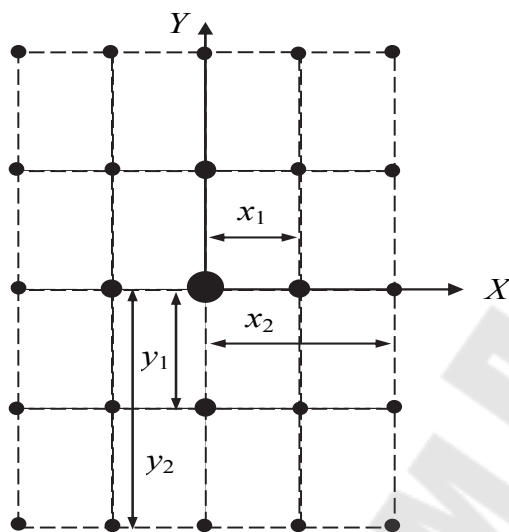


Рис. 8.3. Общий вид дифракционной картины на экране при дифракции на двумерной структуре

2. Описание установки

Установка для определения длины световой волны с помощью дифракционной решетки состоит из источника монохроматического излучения, в качестве которого использован гелий-неоновый лазер (ЛГ), дифракционной решетки (Д) и непрозрачного экрана (Э), установленных на жесткий рельс. Схема установки приведена на рис. 8.4.

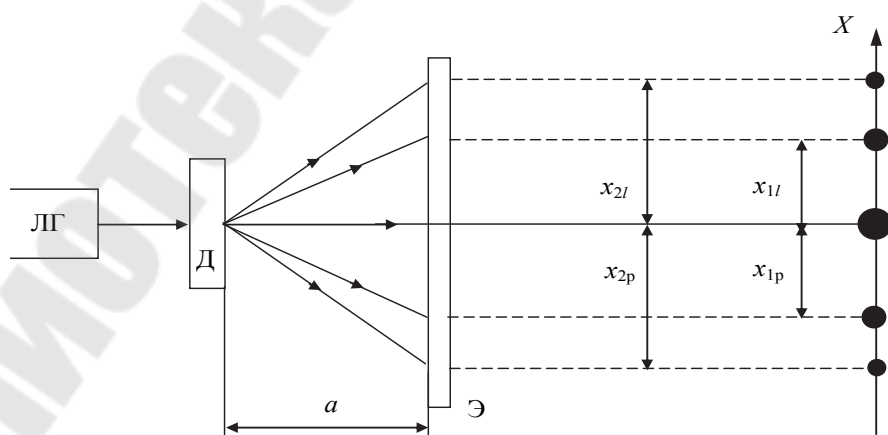


Рис. 8.4. Схема установки и вид дифракционной картины

Свет от лазера, проходя через решетку, претерпевает дифракцию. Дифракционная картина наблюдается на экране. Общий вид дифракционной картины на рис. 8.4, где a – расстояние от решетки до экрана; x_{1l}, x_{1p} – расстояния от нулевого максимума до максимумов 1-го порядка слева и справа, соответственно; x_{2l}, x_{2p} – расстояния от нулевого максимума до максимумов 2-го порядка слева и справа, соответственно.

3. Порядок выполнения работы

3.1. Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки

1. Установите элементы установки согласно рис. 8.4. Добейтесь на экране четкой дифракционной картины. Расстояние a в пределах $0,4 \div 0,6$ м.

2. Измерьте с помощью миллиметровой линейки расстояние между решеткой и экраном (a) и расстояния $x_{1l}, x_{1p}, x_{2l}, x_{2p}$. Результаты измерений запишите в табл. 8.1 (строки 1, 2), m – порядок максимума.

Таблица 8.1

№ п/п	m	a , мм	x_{1l} , мм	x_{1p} , мм	x_{2l} , мм	x_{2p} , мм	\bar{x} , мм	λ_i , нм	λ_{cp} , нм	$\Delta\lambda$, нм
1	1									
2	2									
3	1									
4	2									

3. Измените расстояние a и выполните требования п. 2. Результаты измерений запишите в табл. 8.1 (строки 3, 4).

4. Вычислите среднее значение \bar{x}_i и запишите в табл. 8.1.

$$\bar{x}_i = \frac{x_{ml} + x_{mp}}{2}.$$

5. Значение длины волны определите из условия максимума:

$$d \cdot \sin \varphi = m\lambda.$$

Учитывая, что $\sin \varphi = \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} \approx \frac{x}{a}$, получим:

$$\lambda = \frac{d\bar{x}_i}{ma},$$

где $d = 0,01$ мм – период решетки.

6. Вычислите λ_i , $\lambda_{\text{ср}}$, $\Delta\lambda$, результаты запишите в табл. 8.1.

3.2. Определение периодов двумерной структуры

1. Замените дифракционную решетку металлической сеткой. Расстояние a в пределах $0,6 \div 1$ м.

2. Измерьте с помощью миллиметровой линейки расстояние между сеткой и экраном (a) и расстояния x_1 , x_2 , y_1 , y_2 (рис. 3). Результаты измерений запишите в табл. 8.2.

Таблица 8.2

№ п/п	m	a , мм	x_m , мм	y_m , мм	d_1 , мм	d_2 , мм
1	1					
2	2					

3. Значения d_1 , d_2 определены из условий максимума:

$$\begin{cases} d_1 \cdot \cos \alpha = m_1 \lambda; \\ d_2 \cdot \cos \beta = m_2 \lambda. \end{cases}$$

Учитывая, что $\cos \alpha = \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} \approx \frac{x_m}{a}$, $\cos \beta = \frac{y}{\sqrt{a^2 + y^2}} \approx \frac{y_m}{a}$,

получаем $d_1 = \frac{m_1 \lambda a}{x_m}$, $d_2 = \frac{m_2 \lambda a}{y_m}$, где $\lambda = \lambda_{\text{ср}} = \lambda_{\text{ср}}$ (из первой части работы) ($m_1 = 1, 2$), ($m_2 = 1, 2$).

Вычислите d_1 и d_2 . Результаты измерений (в миллиметрах) запишите в табл. 8.2.

Вопросы для самоконтроля:

1. Объясните общий характер дифракционной картины от N щелей.
2. Объясните дифракцию света на двумерной структуре.
3. Получите условия образования главных и дополнительных максимумов, минимумов интенсивности света при дифракции на одномерной дифракционной решетке.
4. Почему дифракционная решетка может использоваться как спектральный прибор?

Лабораторная работа № 9 ИЗУЧЕНИЕ АТОМНЫХ СПЕКТРОВ ГАЗОВ

Цель работы:

1. Построить градуировочную кривую монохроматора с помощью ртутной лампы.
2. Изучить спектры атомов водорода и аргона, а также определить длины волн заданных спектральных линий.

Приборы и принадлежности: монохроматор, водородная, ртутная и аргоновые лампы, источники питания.

1. Теоретическая часть

Для построения теории атома водорода датским физиком Бором было предложено два постулата:

1. В атоме существует стационарное (не изменяющееся со временем) состояние, в котором атом не излучает энергии. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. В стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь дискретное квантовое значение момента импульса, удовлетворяющие условию:

$$L = m_e \vartheta r_n = n\hbar, \quad (9.1)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка; ϑ – скорость электрона при движении по орбите; r_n – радиус n -й орбиты; m_e – масса электрона.

2. При переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) фотон с энергией, равной разности энергии стационарных состояний:

$$h\nu = E_n - E_m, \quad (9.2)$$

где $h\nu$ – энергия фотона; E_n , E_m – энергия стационарных состояний атома.

Набор возможных дискретных частот квантовых переходов равен:

$$\nu = \frac{E_n - E_m}{h}.$$

Постулаты Бора позволили рассчитать спектр атома водорода и водородоподобных систем, т. е. систем, состоящих из ядра, заряд которого (Ze), и одного электрона, а также теоретически рассчитать постоянную Ридберга (R) (где Z – порядковый номер элемента в системе Менделеева, e – элементарный заряд).

Рассчитаем радиус n -й стационарной орбиты. Для этого воспользуемся первым постулатом Бора и запишем выражение для центростремительной силы, учитывая второй закон Ньютона и Кулона, ($a_{ц} = \vartheta^2 / r$):

$$m_e \vartheta r_n = n\hbar,$$

$$m_e \frac{\vartheta^2}{r_n} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2}.$$

Решая совместно эти уравнения, получаем выражение для радиуса n -й стационарной орбиты электрона:

$$r_n = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Для атома водорода ($Z = 1$) радиус первой орбиты электрона при $n = 1$ называют первым Боровским радиусом орбиты, который равен:

$$r_1 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Из формулы следует, что радиусы орбит растут пропорционально квадратам целых чисел ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Так как радиусы стационарных орбит экспериментально измерить невозможно, то для проверки теоретических расчетов необходимо обратиться к таким величинам, которые можно измерить экспериментально. Такой величиной является излучаемая и поглощаемая энергия атомом водорода.

Полная энергия электрона в водородоподобной системе складывается из его кинетической энергии $\frac{m_e \vartheta^2}{2}$ и потенциальной энергии электрона в электростатическом поле ядра $-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$:

$$E = \frac{m_e \mathfrak{G}^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} = -\frac{Ze^2}{2 \cdot 4\pi\epsilon_0 r}$$

(получено с учетом того, что $\frac{m_e \mathfrak{G}^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$).

Последнее равенство перепишем, учитывая выражение для радиуса n -й стационарной орбиты. Получаем, что энергия электрона может принимать следующие дискретные значения:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}, \quad (9.3)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$, а знак минус означает, что электрон находится в связанном состоянии.

Целое число n в последнем выражении, которое определяет энергетические уровни атома, называют *главным квантовым числом*. Энергетическое состояние при $n = 1$ называют *основным (нормальным)* состоянием, а состояние $n > 1$ является *возбужденным*.

Согласно второму постулату Бора переход атома водорода из стационарного состояния (n) с большей энергией в состояние (m) с меньшей энергией сопровождается испусканием кванта света:

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Отсюда следует, что частота излучения кванта света равна:

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.4)$$

где $R = \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}$ – постоянная Ридберга.

Из формулы 9.3 следует, что энергетические состояния атома образуют последовательность энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значения n . Придавая n различные целочисленные значения, получим для атома водорода ($Z = 1$) согласно формуле (9.3) возможные уровни энергии, которые схематически представлены на рис. 9.1. Энергия атома водорода с увеличением n возрастает и энергетические уровни сближаются к границе, соответствующей значению $n = \infty$. Атом водорода обладает, таким образом, минимальной энергией ($E_1 = -13,55$ эВ) при $n = 1$ и максимальной ($E_\infty = 0$) при $n = \infty$.

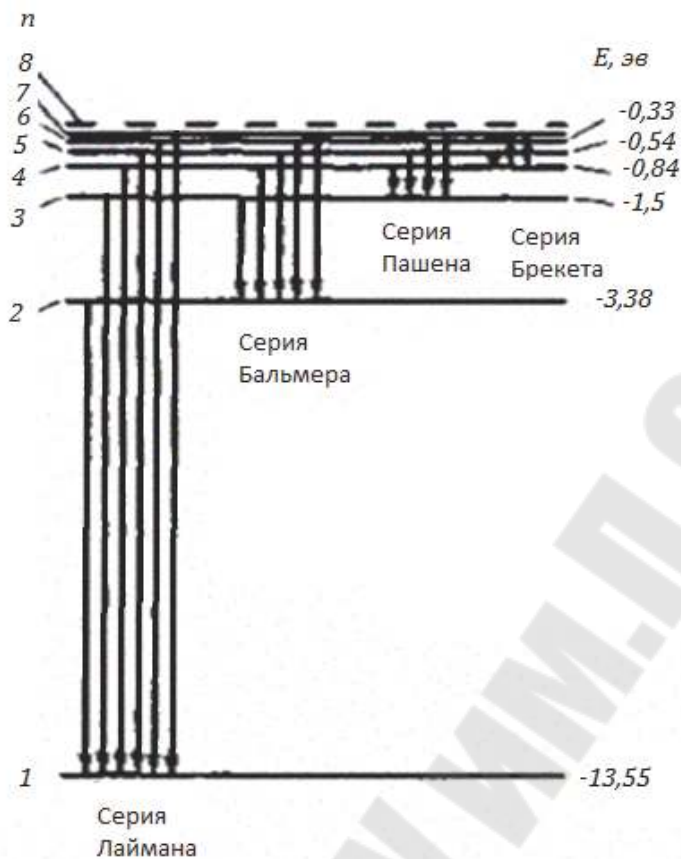


Рис. 9.1. Спектр атома водорода по Бору

Подставляя в формулу (9.4) $m = 1$ и $n = 2, 3, 4, \dots$, получим группу линий, образующих серию Лаймана и соответствующих переходам электронов с возбужденных уровней ($n = 2, 3, 4, \dots$) на основной ($m = 1$). Аналогично, при подстановке $m = 2, 3, 4, 5, 6$ и соответствующих им значений n получим серии Бальмера, Пашина, Брэкета, Пфунда и Хемфри.

2. Порядок выполнения работы

1. Установите ртутную лампу вблизи щели монохроматора. Включите блок питания лампы в сеть и нажмите кнопку «Пуск».

2. Вращая барабан прибора, добейтесь совмещения указателя окуляра с заданной линией спектра ртутной лампы. Запишите показание деления барабана прибора «N». Данные запишите в табл. 9.1. Измерения произведите для всех спектральных линий, указанных в табл. 9.1. В спектроскопии используется единица измерения длины волны ангстрем ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$).

Таблица 9.1

№ п/п	Длина волны λ в Å	Цвет линии спектра	Деление барабана «N»
РТУТНАЯ ЛАМПА			
	6907	красная	
	5970	желтая	
	5990	желтая	
	5461	зеленая	
	4916	голубая	
	4358	фиолетово-синяя	
	4046	фиолетовая	
ВОДОРОДНАЯ ЛАМПА			
		оранжевая	
		зеленая	
АРГОНОВАЯ ЛАМПА			
		красная	
		голубая	
		фиолетовая	

3. Постройте градуировочную кривую монохроматора $\lambda = \lambda(N)$.

4. Замените ртутную лампу на водородную, установив ее перед щелью монохроматора. Нажмите кнопку «Пуск» и добейтесь видимости спектра водородной лампы.

5. Для двух линий водородной лампы (оранжевой и зеленой), совмещая указатель окуляра барабана с цветом линии, определите деление барабана «N» (N_1 и N_2). Данные запишите в табл. 9.1.

6. По градуировочному графику $\lambda = \lambda(N)$, зная N_1 и N_2 , определите соответствующие им длины волн λ_1 и λ_2 , а также соответствующие им частоты – $\nu_1 = c/\lambda_1$, $\nu_2 = c/\lambda_2$.

7. Замените водородную лампу на аргоновую и для трех спектральных линий (красной, голубой и фиолетовой) выполните задания по пп. 5 и 6.

Вопросы для самоконтроля:

1. Планетарная модель атома. Постулаты Бора. Испускание и поглощение света.

2. Выведите формулу для энергии стационарных состояний по теории Бора.

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1978. – Т. 1–3.
2. Яворский, Б. М. Курс физики / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. – М. : Высш. шк., 1989.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – М. : Высш. шк., 1997.
4. Калашников, С. Г. Электричество / С. Г. Калашников. – М. : Наука, 1985. – 576 с.

Содержание

Введение.....	3
<i>Лабораторная работа № 1. Изучение равнопеременного движения</i>	4
<i>Лабораторная работа № 2. Изучение механических гармонических колебаний</i>	14
<i>Лабораторная работа № 3. Определение отношения C_p/C_v воздуха методом Клемана–Дезорма</i>	27
<i>Лабораторная работа № 4. Изучение электростатического поля методом электролитических моделей</i>	38
<i>Лабораторная работа № 5. Изучение законов постоянного тока</i>	46
<i>Лабораторная работа № 6. Определение горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли</i>	53
<i>Лабораторная работа № 7. Определение радиуса кривизны стеклянной линзы с помощью колец Ньютона</i>	61
<i>Лабораторная работа № 8. Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки</i>	70
<i>Лабораторная работа № 9. Изучение атомных спектров газов</i>	78
Литература.....	83

Учебное электронное издание комбинированного распространения

Учебное издание

ФИЗИКА

Практикум

**по выполнению лабораторных работ для студентов
специальностей 1-40 05 01 «Информационные системы
и технологии», 1-50 01 07 «Информационные
технологии и управление в технических системах»
и 1-27 01 01 «Экономика и организация производства»
дневной формы обучения**

Составители: **Кравченко Александр Ильич**
Дробышевский Витальдий Иванович

Электронный аналог печатного издания

Редактор *А. В. Власов*
Компьютерная верстка *Н. Б. Козловская*

Подписано в печать 16.05.16.

Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».

Цифровая печать. Усл. печ. л. 4,88. Уч.-изд. л. 5,29.

Изд. № 52.

<http://www.gstu.by>

Издатель и полиграфическое исполнение
Гомельский государственный
технический университет имени П. О. Сухого.
Свидетельство о гос. регистрации в качестве издателя
печатных изданий за № 1/273 от 04.04.2014 г.
246746, г. Гомель, пр. Октября, 48