

## Секция 9. ФИЗИКА

*Председатель – д.т.н., проф. А.И. ТИХОНОВ*

*Секретарь – к.ф.-м.н., М.А. СОЛУНИН*

*А.В. Андреев, А.С. Никитин, студенты;  
рук. Г.А. Шмелева, к.п.н., доц., М.В. Дмитриев, к.т.н., доц.*

## ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ УПРУГОГО СТОЛКНОВЕНИЯ

Целью работы являлось применение законов упругого столкновения для оценки времени упругого взаимодействия тел и установление качественной зависимости скорости распространения продольных волн деформации от физических характеристик тел.

Время упругого соударения тел зависит от упругих свойств материала тел, их геометрической формы, размеров и массы. В опыте исследовалась зависимость времени соударения -  $\tau$  от массы и размеров. Время столкновения шаров  $\tau$  определяется суммарным временем распространения прямых продольных волн деформации от места столкновения и обратных волн, отраженных от поверхности шара. Для оценки времени столкновения воспользовались отношением:

$$\tau \approx \frac{d_1 + d_2}{V}, \quad (1)$$

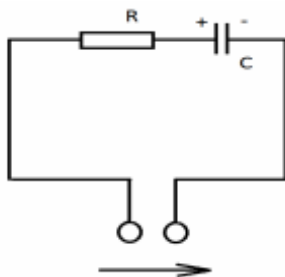
где  $d_1$  и  $d_2$  – диаметры шаров,  $V$  - скорость распространения продольных волн деформации. В общем случае скорость  $V$  зависит от формы тела и его размеров. Из теории, в простейшем случае тонкого стержня скорость продольных волн равна:

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (2)$$

где  $\rho$  - плотность материала шара ( $\text{кг/м}^3$ ),  $E$  - модуль Юнга (Па). Эта скорость является наименьшей по сравнению с иной формой тела. Например, для стального стержня ( $E=216$  ГПа,  $\rho=7700$   $\text{кг/м}^3$ ) скорость продольного распространения продольных волн равна  $5,3 \cdot 10^3$  м/с.

Если воспользоваться этой скоростью для оценки времени столкновения шаров диаметром  $d = 3$  см, то получим:  $\tau < 1,1 \cdot 10^{-5}$  с. Такое время невозможно измерить каким-либо прямым методом.

Одним из возможных косвенных методов является измерение времени разрядки заряженного конденсатора при столкновении шаров, соединенных параллельно конденсатору (рис. 1). Оценить время столкновения одинаковых шаров можно следующим образом. Если шар соединить последовательно с заряженным конденсатором, то конденсатор за время соударения будет разряжаться, и время упругого соударения шаров может быть определено по времени разрядки конденсатора



Для времени столкновения  $\tau$  получаем

$$\tau = RC \left(1 - \frac{q}{q_0}\right), \quad (3)$$

где  $R$  - сопротивление,  $C$  - емкость конденсатора. Заряды  $q$  и  $q_0$  измерим с помощью баллистического гальванометра, в котором  $q \propto n$ , где  $n$  - отклонение «зайчика» гальванометра.

Найдем  $\tau$  из выражения (3):

$$\tau = RC \left(1 - \frac{n}{n_0}\right). \quad (4)$$

Результаты проведенных опытов позволяют сделать следующие выводы:

- 1)  $\tau$  зависит от массы и диаметров шаров нелинейно.
- 2) результаты опыта близки к оценочному  $\tau$  по формуле (2)
- 3) установленная зависимость может служить для определения  $\tau$
- 4) у этого метода есть физические границы применения.

*А.С. Шмелёв, асп.; А.И. Тихонов, д.т.н., проф.*

## РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛОНА ТРЕУГОЛЬНОЙ СЕТКЕ

Моделирование по методу Монте-Карло строится на совокупности правил, регламентирующих поведение элементов модели во времени.

Предположим, что в сечении проводника с плотностью тока  $j$  (рис. 1) за время  $dt$  в каждой элементарной области  $dS$  порождается  $dN$  частиц, каждая из которых имеет вес  $G_i$  и движется в дальнейшем хаотично с постоянным шагом в плоскости расчетной области. Поток частиц через замкнутый контур  $L$  описывается теоремой Гаусса:

$$\Phi = \oint_L \vec{\varphi} d\vec{L} = \frac{1}{dt} \left( \sum_{i=1}^{N_+} G_i - \sum_{j=1}^{N_-} G_j \right) = \int_S \dot{G} dS, \quad (1)$$

где  $\vec{\varphi}$  – плотность потока частиц через участок контура  $dL$ ;  $N_+$  – количество частиц, выходящих за пределы контура  $L$  за время  $dt$ ;  $N_-$  – количество частиц, входящих в контур  $L$  за время  $dt$ ;  $S$  – площадь контура, охваченного контуром  $L$ ; скорость нарастания плотности частиц в проводнике

$$\dot{G} = \frac{1}{dt dS} \sum_{i=1}^{dN} G_i = m_i j, \quad (2)$$

где  $m_i$  – масштаб по току.

Магнитное поле в треугольной области описывается уравнением

$$\sum_{k=1}^3 H_{Lk} L_k = j_{\Delta} S_{\Delta}, \quad (3)$$

где  $L_k$  – длина  $k$ -й стороны треугольного элемента;  $H_{Lk}$  – проекция вектора напряженности магнитного поля на данную сторону треугольника;  $j_{\Delta}$  – плотность тока в элементе.

Уравнения (2) и (6) изоморфны. Определив из модели поток виртуальных частиц через  $k$ -ю сторону треугольника можно вычислить напряженность магнитного поля:

$$H_{Lk} = \frac{\varphi_k}{m_H} = \frac{1}{m_H} \frac{1}{dt \cdot L_k} \left( \sum_{i=1}^{dN_{k+}} G_i - \sum_{j=1}^{dN_{k-}} G_j \right). \quad (4)$$

Зная  $H$ , расставляем значения скалярного магнитного потенциала  $u$  в вершинах треугольника. Напряженность магнитного поля в пределах треугольника определяется как:

$$H_{\Delta x} = -\frac{\partial u_{\Delta}}{\partial x} = -\frac{1}{2S_{\Delta}} \sum_{i=1}^{i=3} c_{\Delta i} u_{\Delta i}, \quad H_{\Delta y} = -\frac{\partial u_{\Delta}}{\partial y} = -\frac{1}{2S_{\Delta}} \sum_{i=1}^{i=3} b_{\Delta i} u_{\Delta i}, \quad (5)$$

где  $S_{\Delta}$  – площадь треугольника;  $a_{\Delta}$ ,  $b_{\Delta}$  – коэффициенты, зависящие от координат треугольника

*Д.М. Севрюгов, асп.; рук. А.И. Тихонов, д.т.н., проф.*

## РАСЧЕТ ТЕПЛОвого ПОЛЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Одной из наиболее распространенных версий метода Монте-Карло является метод блужданий по сетке, наиболее естественным применением этого метода является моделирование тепловых полей путем имитации их потоком виртуальных частиц, осуществляющих броуновское движение.

Тепловое поле в дифференциальной форме описывается уравнениями:

$$\bar{q} = \frac{d\bar{Q}}{dS_0} = -\lambda \bar{\nabla} \vartheta = -\lambda \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial x_0} \bar{i} + \frac{\partial \vartheta}{\partial y_0} \bar{j} + \frac{\partial \vartheta}{\partial z_0} \bar{k} \right), \quad (1)$$

$$\rho = \bar{\nabla} \cdot \bar{q} = \frac{\partial q_x}{\partial x_0} + \frac{\partial q_y}{\partial y_0} + \frac{\partial q_z}{\partial z_0}, \quad (2)$$

где  $\bar{q}$  – плотность теплового потока;  $Q$  – количество тепла, передаваемого за единицу времени через произвольную изотермическую поверхность  $S_0$ ,  $\lambda$  – удельная теплопроводность материала;  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  – размеры в системе координат оригинала.

Уравнения броуновского движения виртуальных частиц в дифференциальной форме имеют следующий вид:

$$\bar{\phi} = -\eta \bar{\nabla} \rho = -\eta \left( \frac{\partial \rho}{\partial x_m} \bar{i} + \frac{\partial \rho}{\partial y_m} \bar{j} + \frac{\partial \rho}{\partial z_m} \bar{k} \right), \quad (3)$$

$$\dot{G} = \bar{\nabla} \cdot \bar{\phi} = \frac{\partial \phi_x}{\partial x_m} + \frac{\partial \phi_y}{\partial y_m} + \frac{\partial \phi_z}{\partial z_m}, \quad (4)$$

где  $\bar{\phi}$  – плотность потока частиц;  $\rho$  – плотность частиц в элементарной области  $dV$ ;  $\eta$  – коэффициент проницаемости среды;  $x_m$ ,  $y_m$ ,  $z_m$  – линейные размеры в модельной системе координат.

Система уравнений (1)-(2) изоморфна с системой уравнением (3)-(4). Масштабные коэффициенты  $m_\lambda$ ,  $m_p$ ,  $m_l$  плотности их распределения, зная масштабные коэффициенты выбираются произвольно, оставшиеся два коэффициента можно вычислить как

$$m_g = \frac{m_p m_l^2}{m_\lambda}, \quad m_q = m_p m_l. \quad (5)$$

Каждая подобласть модели геометрически подобна соответствующим подобластям оригинала. В расчетной области модели задаются подобласти, соответствующие источникам теплопотерь оригинала. Фиксируя потоки виртуальных частиц и подобия, можно рассчитать значения тепловых потоков и температур в локальных областях оригинала.

*К.Г. Плужан, студ.; рук. А.И. ТИХОНОВ, д.т.н., проф.*

## ЭНТРОПИЙНО-ИНФОРМАЦИОННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Энтропия – это величина, характеризующая направление процессов в термодинамических системах. Её ввёл в XIX веке физик Клаузиус для обозначения понятия приведённого тепла. В конце XIX века Больцман дал статистическую интерпретацию понятия энтропии системы в виде:

$$S = k \ln W, \quad (1)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана, а  $W$  – статистический вес состояния системы, количество микросостояний. Любое макросостояние системы может быть представлено суперпозицией микросостояний. В 50-е годы XX века Шеннон ввел понятие информации, которая рассчитывается как

$$I(p_k) = - \sum_{k=1}^N p_k \ln p_k, \quad (2)$$

где  $I$  – количество информации;  $N$  – количество возможных событий;  $p_k$  – вероятность  $k$ -го события.

Величина, обратная информации, называется информационной энтропией системы. Это понятие не стоит путать с термодинамической энтропией.

Определив закономерности информационных отношений можно описать состояние системы, процессы в ней. Так, одним из наиболее

фундаментальных принципов физики является принцип равновесия: *всякая система стремится к равновесию, то есть состоянию с максимальной энтропией*. То есть энтропийно-информационную интерпретацию можно дать законам, вытекающим из этого принципа, а именно: второму закону термодинамики, статическому принципу виртуальных перемещений, принципу Ле'Шателье – Брауна, принципу Ленца, принципу минимизации энергии в системе и т.д.

В квантовой механике классические понятия теряют свой смысл. В процессах микромира наблюдатель становится частью эксперимента. Его цель в получении информации о процессах в системе и ее состоянии. Наблюдатель и система находятся в информационном контакте друг с другом. Принцип неопределённости Гейзенберга можно вывести из закона сохранения информации:

$$I + S = \text{const.} \quad (3)$$

При измерении некоторой характеристики микросистемы увеличивается значение модуля информации о ней, что приводит к увеличению энтропии, то есть неопределённости в значениях других параметров. При этом существует предел роста энтропии – состояние равновесия, что даёт в результате:

$$\Delta a + \Delta b = \text{const.} \quad (4)$$

где  $\Delta a$  – неопределённость измеряемого параметра,  $\Delta b$  – неопределённость изменяющегося параметра. Измерение является информационным взаимодействием с системой, которая переходит в состояние с иными параметрами; для системы отсчёта наблюдателя энтропия объекта увеличивается.

Цель дальнейших исследований заключается в том, чтобы формализовать информационные отношения и дать единую интерпретацию законам природы.

*И.А. Корнев, студ.; рук. А.И. Тихонов, д.т.н., проф.*

## **ВИРТУАЛЬНЫЙ ЛАБОРАТОРНЫЙ СТЕНД ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ**

В настоящее время для изучения процессов, происходящих в различных сферах деятельности человека, нарастает тенденция использования виртуальных аналогов реальных систем. Это связано, как с вопросами удобства, быстроты и эффективности, так и с вопросами эко-

номической эффективности. Одной из таких задач является виртуализация процесса создания и расчета электрических цепей.

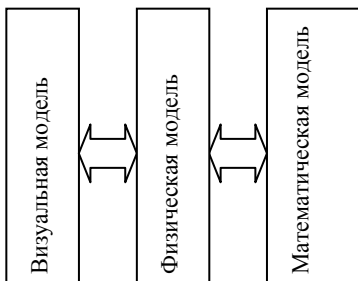


Рис.1. Архитектура системы

Электрическая цепь представляет собой совокупность приборов, которые имеют по несколько клемм, благодаря которым они соединяются в некотором порядке посредством электрических проводов. Приборы могут быть различными по размерам, функциям, сложности внутреннего представления. Но любую электрическую цепь можно свести к модели, которая будет включать в себе совокупность связанных элементов пяти базовых типов: источника тока, источника ЭДС, емкости, индуктивности и сопротивления. Такая модель, составленная лишь из базовых элементов, трудна для восприятия человеком ее реального прототипа. В связи с этим предлагается разделение моделей на физическую, визуальную и математическую модели (рис. 1).

Визуальная модель представляет собой виртуальный планшет, на который помещаются приборы, приближенные по внешнему виду к реальным. Физическая модель является совокупностью элементов пяти базовых типов, связанных между собой. Математическая модель строится для непосредственного расчета электрической цепи. При организации архитектуры системы подобным образом, она становится гибкой и легко расширяемой без изменения ее программного кода.

Для формирования системы дифференциальных уравнений используется метод переменных состояния. Работа стенда осуществляется путем имитации реального физического эксперимента в интерактивном режиме. При «подаче напряжения» на электрическую цепь происходит создание математической модели, после чего осуществляется интегрирование по времени сформированной системы дифференциальных уравнений.

Для создания кроссплатформенной версии стенда была выбрана среда интегрированная разработки Qt Creator и язык Qt (расширенный C++). Это позволит адаптировать приложение в современных операционных системах.

*Ю.Н. Громова, студ.; рук. Т.А. Николаева, к.б.н., доц.*

## ИЗУЧЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРУЖИННОГО МАЯТНИКА

В настоящее время на факультете экономики и управления (специальность (080502.65) физика преподается в течение одного семестра. При этом студентам предлагается изучить некоторые четырехчасовые лабораторные работы в течение двух часов, что отрицательно влияет на усвоение основных физических явлений и методов исследования.

С целью учета специфики преподавания физики на этом факультете в данной работе предлагается пример лабораторной работы по изучению колебаний физического маятника, которая должна проводиться в течение двух часов, и уровень сложности которой соответствует рабочей программе данной специальности.

**Цель работы:** Определить коэффициент упругости. Определить зависимость периода собственных колебаний пружинного маятника от массы груза. Найти зависимость периода собственных колебаний пружинного маятника от коэффициента упругости пружины.

**Приборы и принадлежности:** набор пружин, штатив, секундомер, набор грузов.

### Теория метода и описание установки.

В данной работе рассматривают простейший случай собственных незатухающих колебаний пружинного маятника, а именно колебания груза на пружине. В воздухе эти колебания можно считать незатухающими. Рассмотрим некоторые примеры свободных незатухающих колебаний тел, т.е. колебаний с неизменной амплитудой.

Колебания груза на пружине, колебательные движения происходят под действием упругой или квазиупругой силы  $F$ ,

$$F = -kx. \quad (1)$$

Эта сила называется квазиупругой силой. По второму закону Ньютона

$$F = m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx \quad \text{или} \quad \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0, \quad (2)$$

где  $m$  – масса колеблющегося тела,  $k$  – коэффициент упругости.

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad (3)$$

где  $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$  – частота,  $T_0$  – период собственных колебаний.



$$k = m\omega_0^2 = m \left(\frac{2\pi}{T_0}\right)^2. \quad (4)$$

Из формулы (4) легко определить период собственных упругих колебаний, например груза на пружине.

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}, \quad T=t/N, \quad (5)$$

где  $t$  – затраченное время для  $N$  колебаний,  $k$  – коэффициент упругости пружин. Коэффициент  $k$  можно определить опытным путем, если измерить величину  $x$ , на которую растянется пружина при подвешивании к ней груза.

$$P=F, \quad k=F/x=P/x. \quad (6)$$

Отсюда

$$P=mg, \quad P = k\Delta l, \quad \Delta l = l - l_0.$$

#### Измерения и выполнение работы.

1. На штатив подвесим пружины с номерами и на эти пружины подвешиваем гири разных масс.
2. Из формулы (5) определим период колебания пружины.
3. Определив  $T$ , вычисляем коэффициент  $k$ .
4. Опыт повторяется 3-4 раза.
5. Начертить график зависимости  $T = f(m)$  груза.
6. Начертить график зависимости  $T = f(k)$  пружины.
7. Полученные результаты записываются в таблицу.
8. Сравнить теоретические значения с опытным результатом.

*А.И. Алексеев, Ю.Е. Дмитриева, Е.А. Авдеева, О.А. Макарычева,  
Е.Е. Пиеничнова, студенты; рук. О.А. Кабанов, к.ф.-м.н., доц.*

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

В курсе лабораторных работ по физике и термодинамике отсутствует экспериментальная проверка первого закона термодинамики. В результате проведенного интернет-обзора мы не обнаружили таких методик. Это обусловлено проблематичностью точности измерений физических величин, которые связывает этот закон. Мы создали модель лабораторной работы. Схема установки показана на рис.1.

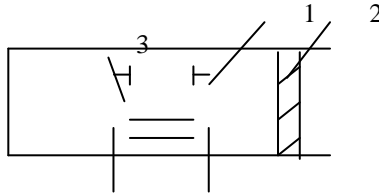


Рис.1. Схема установки: 1 – цилиндр; 2 – поршень; 3 – нагреватель

Установка представляет собой цилиндр с поршнем. Электрический нагреватель нагревает воздух внутри цилиндра. При этом воздух расширяется, совершая работу по перемещению поршня. Количество теплоты, подведенной к воздуху, можно вычислить, зная параметры нагревателя:

$$Q = UIt.$$

Изменение температуры воздуха определяем при помощи термопары. Изменение внутренней энергии находим из формулы:

$$\Delta U = \frac{i}{2} \nu R \Delta T = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R \Delta T = \frac{i}{2} \frac{V \rho}{m} (t - t_k) = \frac{i}{2} \frac{\pi D^2}{4} h \frac{\rho}{\mu} (t - t_k).$$

Определяем работу по перемещению поршня

$$A = P_{\text{ади}} \Delta V + F_{\text{тр}} l = P_{\text{ади}} \frac{\pi D^2}{4} l + F_{\text{тр}} l.$$

Силу трения поршня о цилиндр измеряем динамометром, протаскивая несколько раз поршень внутри цилиндра перед началом эксперимента. Таким образом, подставив всё в общую формулу можно доказать справедливость первого закона термодинамики:  $Q = \Delta U + A$ .

*В.А. Корнеев, Н.А. Матвеев, студ.; И.П. Игошин, к.ф.-м.н., доц.*

## ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ПОККЕЛЬСА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Быстрое развитие линий электропередачи и электрофизических устройств высокого и сверхвысокого напряжения (1200 кВ и выше) обусловило появление новейших способов измерений, не требующих сотворения дорогостоящих и громоздких изоляционных устройств на полное рабочее напряжение. Перспективными являются электрооптические способы, основанные на преобразовании измеряемых электри-

ческих величин в характеристики оптического излучения и применении оптических каналов связи для передачи измерительной информации из зоны высокого напряжения на низковольтную часть измерительного устройства.

В качестве основного элемента оптико-электронного ТН (ОЭТН) принята ячейка Поккельса. Из сравнения работы ячеек Поккельса и использующихся также для измерения напряжений высоковольтных установок модуляторов света, основанных на эффекте Керра, вытекают значительные преимущества первой.



Преимуществами этих способов являются высокое быстродействие, защищенность от электромагнитных помех, а также надежная естественная электрическая изоляция меж высоковольтной и вторичной измерительными цепями вследствие их полной электрической развязки.

*И.Н. Голякова, А.С. Монахов, студенты;  
рук. И.П. Игошин, к.ф.-м.н., доц.*

## ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ «ULTRA»

Согласно теории БКШ в химической среде создаются электромагнитные волны с вращающейся плоскостью поляризации, которые поступают в провода под действием эффекта Джозефсона и формируют Куперовскую пару, что снижает энергопотребление за счет снижения

потерь тепловой энергии при увеличении коэффициента нагрузки. Устройство соединяется параллельно и заставляет электромагнитные волны с вращающейся плоскостью поляризации поглощаться в проводе, чтобы обеспечить значительное снижение энергопотребления. Используется вещество, называемое купратом, смешанное с керамическим и металлическим оксидами, что обеспечивает образование излучения в дальней ИК области спектра и осуществления резонансного поглощения в среде.

Купрат как основное вещество, смешанное с керамическим и металлическим оксидами вызывает образование отрицательно заряженных ионов и электромагнитных волн с вращающейся плоскостью поляризации.

Таким образом, переменное магнитное поле создает электромагнитные волны с вращающейся плоскостью поляризации. Такие электромагнитные волны становятся как бы Куперовской парой. (В общепринятой теории сверхпроводимости процесс движения 2-х электронов, Куперовской парой). Эта электромагнитная волна с вращающейся плоскостью поляризации проникает в силовую кабель (линию) и оптимизирует сопротивление, которое уменьшается, что увеличивает проводимость проводов.

Экономия энергии зависит от вида подключаемой нагрузки: емкостная, активно-индуктивная, активная. Создатели устройства отмечают, что экономия при активно-индуктивной нагрузке достигает 17%, а при емкостной нагрузке экономия практически отсутствует. Отсюда можно сделать вывод, что устройство представляет собой малогабаритный конденсатор большой емкости.

*И.А. Бубнов, А.Е. Саблин, студенты;  
рук. И.П. Игошин, к.ф.-м.н., доц.*

## **ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЫ ТОКА**

При бесконтактных измерениях силы токов обычно используют электромагнитные измерительные трансформаторы тока (ТТ), работа которых основана на явлении электромагнитной индукции. Эти ТТ позволяют измерять только переменный ток, что является их недостатком. Другое явление, открытое Фарадеем в 1845 г., - поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света в магнитном поле - стало основой для создания оптических трансформаторов тока, кото-

рые применяют для измерения как переменного, так и постоянного тока.

В оптических ТТ применяются линейно поляризованные световые сигналы, распространяющиеся в оптическом волокне (ОВ), помещенном в магнитное поле, создаваемое электрическим током. Угол поворота плоскости поляризации волны, в конечном счете, пропорционален силе тока в токопроводе.

Основные достоинства и преимущества ОТТ по сравнению с их электромагнитными аналогами:

- возможность измерения как переменного (до 100 кА), так и постоянного или импульсного (до 600 кА) тока различных уровней напряжений (до 800 кВ);

- малая инерционность преобразования;

- большой динамический диапазон (0,1–200 %) и высокая точность (0,1–0,2 %) измерений;

- высокая эколого-, пожаро-, взрыво- и электробезопасность;

- высокая помехоустойчивость;

- долговечность, долговременная стабильность и высокая повторяемость метрологических параметров изделий;

- низкая восприимчивость к вибрациям и изменениям температуры;

- малые весогабаритные параметры, упрощающие и облегчающие монтаж, а также позволяющие устанавливать изделия в ограниченном пространстве, в любом положении, с установкой на опору или путем подвешивания к жесткой шине;

- простота и надежность конструкции, высокая надежность и самодиагностика электронно-оптических блоков минимизируют требования к техническому обслуживанию и поверке изделий.

*С.А. Кононов, А.А. Рябинин, студенты;  
рук. М.В. Дмитриев, к.т.н., доц., Г.А. Шмелева, к.п.н., доц.*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРЯДА КОНДЕНСАТОРА БАЛЛИСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ**

Исследование процесса зарядки и разрядки конденсатора можно проводить с помощью баллистического гальванометра, но для этого необходим прерыватель цепи с малым и стабильным временем срабатывания. В качестве такового в данной работе использованы два одинаковых металлических шара, подвешенных на тонких (~ 1 м) подвесах так, что в состоянии равновесия они соприкасаются и создают

электрический контакт. Шары включены в цепь зарядки (разрядки) конденсатора.

Если один из шаров отклонить и затем отпустить, то, возвращаясь в положение равновесия, он ударит второй шар и передаст ему полностью импульс и кинетическую энергию (упругий удар) в результате второй шар будет продолжать движение первого, а этот последний остановится. Время соударения будет стабильно повторяться, если отклонение шаров будет одинаково. Для этого было создано механическое устройство захвата, удержания и пуска шаров, которое к тому же обеспечивает их перемещение всегда в одной плоскости, в которой только и возможна реализация их центрального столкновения.

В момент удара цепь замыкается и прошедший по ней заряд измеряется баллистическим гальванометром. Время соударения шаров, также измеряется с помощью баллистического гальванометра по известной методике. Серия соударений (два-три десятка) дает картину изменения заряда  $q$  на конденсаторе в зависимости от времени  $t$ , наглядно представляемую на соответствующем графике. Кривая  $q(t)$  является экспонентой, характеристикой которой является постоянная времени цепи зарядки (разрядки)  $RC$ . Ее находят по углу наклона графика  $\ln q(t)$ . Если известна емкость конденсатора  $C$ , то находят величину сопротивления  $R$ , и наоборот.

Экспериментальная установка после апробации и доводки будет использоваться в качестве лабораторного стенда для проведения лабораторной работы с таким же названием, как и заголовок данной работы. Существует возможность проведения лабораторных работ с изменением времени соударения шаров, а также с шарами, выполненными из различных механически прочных материалов, включая и диэлектрики.

*А. А. Орлов, студ.; рук. А.Н. Алентьев, к.ф.-м.н., доц.*

## **ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БЕТА-ЧАСТИЦ ПО ЭНЕРГИИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ МАССЫ НЕЙТРИНО**

Более пятидесяти лет вопрос о массе нейтрино является открытым. Нейтрино  $\nu$  либо антинейтрино  $\bar{\nu}$  излучается соответственно при  $\beta^-$  и  $\beta^+$ -распадах радиоактивных нуклидов. Распады происходят по схемам  $x \rightarrow y + e^- + \bar{\nu}$ ,  $x \rightarrow y + e^+ + \nu$ , где  $x$  – бета-радиоактивное

ядро;  $y$  – ядро-продукт распада;  $e^-$  – электрон;  $e^+$  – позитрон. Излучаются нейтрино и в других процессах. Бета-распады являются процессами экзотермическими. Энергетический эффект  $\beta$ -распада нуклидов определяется соотношением

$$\Delta E_\beta = [m_y + m_e - m_x]c^2, \quad (1)$$

где  $m_y$  – масса ядра  $y$ ;  $m_e$  – масса электрона (либо позитрона);  $m_x$  – масса ядра  $x$ ;  $c$  – скорость света. Энергия  $\Delta E_\beta$  распределяется между частицами  $y$ ,  $e$ ,  $\nu$ , соответственно можем записать

$$\Delta E_\beta = E_y + E_e + E_{0\nu} + E_\nu, \quad (2)$$

где  $E_y$  – энергия ядра  $y$ ;  $E_e$  – энергия электрона (либо позитрона);  $E_{0\nu}$  – энергия нейтрино (либо антинейтрино), связанная с её массой;  $E_\nu$  – кинетическая энергия нейтрино.

Ядро « $y$ » уносит ничтожно малое значение энергии. Это следует из того, что  $m_y \ll m_e$ , поэтому  $E_y \approx 0$ . Если бета-частица получает наибольшее значение энергии  $E_m$ , то  $E_\nu = 0$  и соответственно (2) принимает вид

$$\Delta E_\beta = E_m + E_{0\nu} = E_m + m_{0\nu}c^2. \quad (3)$$

Используя (1), (3) можно записать выражение для массы нейтрино

$$m_{0\nu} = \frac{(m_y + m_e - m_x)c^2 - E_m}{\tilde{\hbar}^2}. \quad (4)$$

Определение массы нейтрино косвенным методом сведено к определению верхней границы энергетического спектра  $E_m$  бета-частиц.

Использовался бета-радиоактивный источник  $Sr^{90}$ , получено  $m_{0\nu} < 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ эв}$ .

*А. В. Хурция, студ.; рук. А.Н. Алентьев, к.ф.-м.н., доц.*

## КИНЕТИКА ПРОЦЕССА ИЗЛУЧЕНИЯ ФОТОНОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ СЛУЧАЯ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧЕРЕЗ СЦИНТИЛЛЯТОР РЕЛЯТИВИСТСКОГО МЮОНА

Получено дифференциальное распределение фотонов люминесценции по времени для случая взаимодействия релятивистской заряженной частицы ( $\mu$ -мюона космических лучей) со сцинтиллирующим слоем толщиной  $l_0$  (рис. 1). Названное распределение имеет вид

$$\frac{dN}{dt} = \beta \frac{m_0}{l_0} v \left\{ 1 - \exp(-\lambda t) + \beta m(t_\varepsilon) \lambda \exp[-\lambda(t' - t_\varepsilon)] \right\}, \quad (1)$$

где  $\beta$  – среднее значение количества фотонов, излучаемых отдельным центром свечения;  $m_0$  – общее число ионизированных атомов в сцинтилляторе толщиной  $l_0$ ;  $v$  – скорость движения частицы в сцинтилляторе;  $\lambda = 1/\tau$ ,  $\tau$  – среднее время жизни центра свечения в возбужденном состоянии;  $m(t_\kappa)$  – число возбужденных атомов в момент времени  $t_\kappa$ ;  $t_\kappa = l_0/v$  – время движения частицы в сцинтилляторе. Следует отметить, что время  $t$  и  $t'$  изменяются в интервале

$0 \leq t \leq t_\kappa$ ,  $t_\kappa \leq t' \leq \infty$ .

Отмечается существенная зависимость временного распределения фотонов от толщины сцинтиллирующего слоя. В частности, общее число излучаемых фотонов  $m_\phi = \beta l_0$  увеличивается с повышением толщины слоя люминофора.

Время высвечивания фотонов определяется суммой времени движения частицы в сцинтилляторе  $t_\kappa = l_0/v$  и времени излучения фотонов после прохождения частицы через люминофор.

Для сцинтиллятора типа р-терфенил в полистироле при  $l_0 = 20$  см ожидаемое время излучения составляет величину  $\Delta t_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-8}$  с, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментально полученной длительностью  $\Delta t_s \approx 1,5 \cdot 10^{-8}$  с.

Для сцинтиллятора типа р-терфенил в полистироле при  $l_0 = 20$  см ожидаемое время излучения составляет величину  $\Delta t_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-8}$  с, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментально полученной длительностью  $\Delta t_s \approx 1,5 \cdot 10^{-8}$  с.

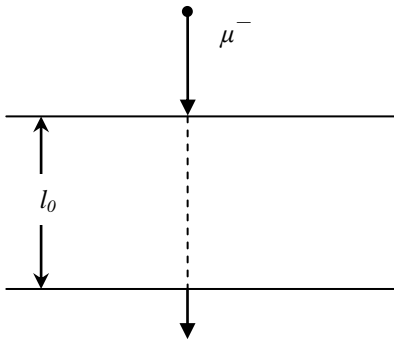


Рис. 1. Сцинтиллирующий слой толщиной  $l_0$ , через который проходит отрицательно заряженный мюон  $\mu^-$



*Е. В. Барков, студ.; рук. А.Н.Алентьев, к.ф.-м.н., доц.,  
М.А.Солунин, к.ф.-м.н., доц.*

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОБЕГА АЛЬФА-ЧАСТИЦ ОТ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА

Альфа-частицы радиоактивных источников имеют малый пробег в газах, в частности в воздухе. Частицы с энергией 5,1 МэВ имеют пробег около 37 мм при нормальном атмосферном давлении воздуха. Соответственно число регистрируемых частиц имеет резко выраженную зависимость от давления при расстоянии от источника частиц до сцинтиллятора равном пробегу  $\alpha$ -частиц при нормальном атмосферном давлении. Для исследования названной зависимости разработан и построен макет лабораторного стенда. Функциональная схема названного устройства представлена на рис. 1.

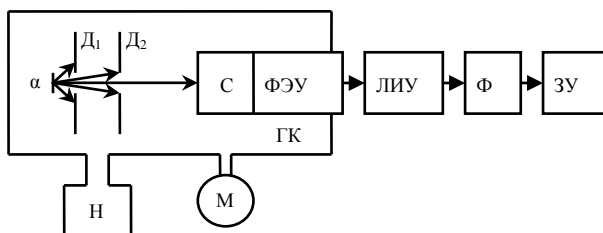


Рис. 1. Функциональная схема лабораторного стенда для исследования пробега  $\alpha$ -частиц от давления газа:  $\alpha$  – источник  $\alpha$ -частиц;  $D_1, D_2$  – система диафрагм для получения параллельного пучка  $\alpha$ -частиц; С – пластический сцинтиллятор; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; ЛИУ – линейный импульсный усилитель; Ф – формирователь импульсов по амплитуде и длительности; ЗУ – запоминающее устройство; ГК – герметизированный контейнер; Н – насос, М – манометр

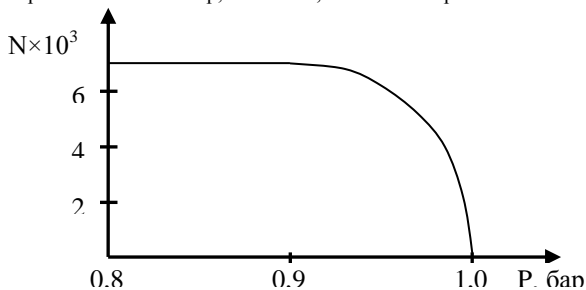


Рис. 2. Зависимость числа регистрируемых  $\alpha$ -частиц от давления при расстоянии между источником частиц и сцинтиллятором 37мм

Экспериментально установлена зависимость скорости счёта  $\alpha$ -частицы от давления воздуха (рис. 2). В качестве источника  $\alpha$ -частиц использовался  $\text{Pu}^{239}$ ,  $E_{\alpha}=5,1$  МэВ.

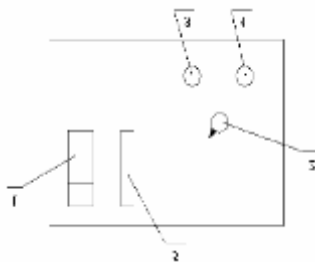
*Е. Сиднева, студ.; рук. Н.Г. Демьянцева, ст преп.*

## ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе рассмотрены интегральные и спектральные энергетические характеристики оптического излучения, приведены основные характеристики теплового излучения.

Целью данной работы является ознакомление с законами теплового излучения: законом смещения Вина, законом Рэлея-Джинса, законом Стефана-Больцмана. Работа выполняется на установке УКЛО – 4 (рис. 1).

Рис. 1. Передняя панель УКЛО - 4: 1 – мультиметр; 2 переключатель режимов накала вольфрамовой нити; 3 – тумблер переключения лампы «лампа» с индикацией включения установки; 4 – тумблер «сеть»; 5 – регулирующая диафрагма со светофильтрами



Содержание работы состоит в следующем.

1. Получение зависимости энергии, излучаемой твердым телом (вольфрамовой лампой) в различных интервалах длин волн (рис. 2а). Показания мультиметра снимают, устанавливая поочередно соответствующие светофильтры.

2. Получение зависимости энергии, излучаемой телом во всем диапазоне длин волн от температуры тела. Показания мультиметра снимают, установив нейтральный светофильтр при различных температурах лампы (рис. 2 б).

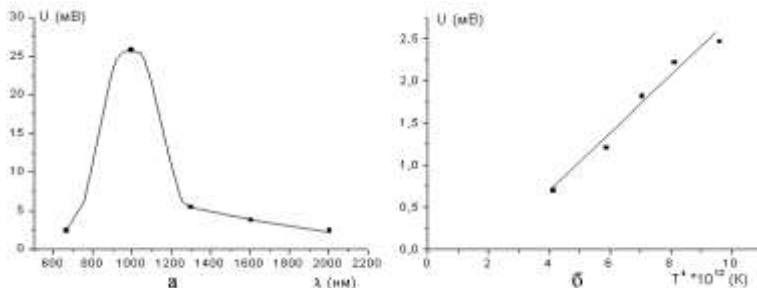


Рис. 2. Зависимость показаний мультиметра от длины волны пропускаемого светофильтра (а) и от температуры излучаемого тела при нейтральном светофильтре (б)

*А.Г. Крестниковский, студ.; рук. Е.Г. Авдюнин, д.т.н., проф.;  
И.В. Неверов, ст. преп.*

## ОБ ИЗМЕНЕНИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСПАРЯЮЩИХСЯ МОЛЕКУЛ ЖИДКОСТИ

Термодинамическая температура молекул пара определяется средней энергией поступательного движения молекул, в то время как аналогичный параметр для жидкости определяется средней энергией колебаний молекул. В этой связи интересно проследить, как данный параметр изменяется при фазовом переходе «жидкость-пар». Даже в замкнутой системе термодинамическая температура молекул пара не всегда однозначно связана с температурой жидкости, откуда происходит испарение.

В работе это утверждение рассмотрено на примере системы, в которой жидкость находится под высоким давлением внутри некоторого цилиндра с поршнем между мембраной, над которой создано постоянное давление

$p' = p'' - p_0$  и микропористой перегородкой, изготовленной из несмачиваемого материала. В связи с чем внутри жидкости создается лапласово давление, и она не проливается. В то же время перегородка способствует интенсификации испарения жидкости. Также предполагаем, что теплообмен между паром и жидкостью, паром и внешней средой полностью исключен. Температура воды поддерживается постоянной и равной  $T'$ , равной температуре плавления льда, с помощью рекупера-

тивного теплообменника, который подводит тепло от окружающей среды.

Задача состоит в установлении для указанной системы зависимости между температурой пара  $T''$ , температурой жидкости  $T'$  и давлением со стороны поршня  $p$  при принятых допущениях.

При любых давлениях процессы в рассматриваемой системе отличаются повышением температуры, а следовательно, понижением энтропии рабочего тела. Эти процессы могут протекать почти без затрат энергии от внешних источников. Поскольку рабочее тело через рекуперативный теплообменник испарителя связано с окружающей средой, работа системы приводит фактически к местному понижению энтропии окружающей среды. Весьма существенно, что полезная энергия из системы извлекается дважды: в виде холода и в виде тепла, запасаемого в насыщенном паре. Всё это означает, что данная система может представлять новый тип тепловой машины, преобразующей энергию окружающей среды в полезные тепло и холод.