

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

Л. В. ГРУНСКАЯ

ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ



Владимир 2022

УДК 537.21+537.8

ББК 22.33

Г90

Рецензенты:

Доктор физико-математических наук, профессор
профессор кафедры физики и прикладной математики
Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых
О. Я. Бутковский

Кандидат технических наук, доцент
доцент Высшей школы промышленно-гражданского
и дорожного строительства
Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого
О. В. Маковецкая-Абрамова

Издаётся по решению редакционно-издательского совета ВлГУ

Грунская, Л. В.

Г90 Лекции по физике : Электромагнетизм / Л. В. Грунская ;
Владим. гос. ун-т им. А. Г. и Н. Г. Столетовых. – Владимир :
Изд-во ВлГУ, 2022. – 139 с.
ISBN 978-5-9984-1522-7

Содержит двенадцать лекций, посвящённых раскрытию физического смысла основных законов и понятий электромагнетизма, а также вопросы для самоконтроля и примеры лекционных демонстраций.

Предназначено для студентов всех форм обучения направлений подготовки 12.03.05 – Лазерные технологии, 28.03.01 – Нанотехнологии и других технических специальностей, а также преподавателей.

Рекомендовано для формирования профессиональных компетенций в соответствии с ФГОС ВО.

Ил. 102. Библиогр.: 15 назв.

УДК 537.21+537.8

ББК 22.33

ISBN 978-5-9984-1522-7

© ВлГУ, 2022

ВВЕДЕНИЕ

В первой и второй частях издания представлены лекции, посвящённые основным законам и понятиям механики, молекулярной физики и термодинамики. Третья часть издания содержит лекции по электромагнетизму, сопровождаемые описаниями основных физических опытов по электричеству и магнетизму.

Предмет изучения электромагнетизма – основные понятия и законы, объясняющие электрические и магнитные явления.

В пособии представлена краткая история развития учения об электричестве; раскрывается смысл основных законов электрических и магнитных явлений; анализируется природа магнетизма вещества; приведена информация по экспериментальному изучению электрических и магнитных явлений в природе, осуществляемому на физическом полигоне кафедры общей и прикладной физики ВлГУ.

В конце каждой лекции представлены вопросы для самоконтроля и приведены примеры физических лекционных демонстраций по электромагнетизму.

Материал в пособии изложен достаточно кратко, поэтому при изучении тем рекомендуется использовать дополнительные источники информации, указанные в библиографическом списке.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Лекция № 1

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ПОЛЯ

В лекции представлен материал по основным математическим операторам, которые будут использоваться при изучении раздела «Электromагнетизм».

1. $d\vec{r}$ – бесконечно малое приращение вектора
 $d\vec{r} : \{dx; dy; dz\}$.

2. Векторный оператор дифференцирования

$$\frac{\partial}{\partial \vec{r}} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}; \frac{\partial}{\partial y}; \frac{\partial}{\partial z} \right\}.$$

3. Действие оператора на скалярное поле

$$\frac{\partial}{\partial \vec{r}} f = \left\{ \frac{\partial f}{\partial x}; \frac{\partial f}{\partial y}; \frac{\partial f}{\partial z} \right\} \equiv \nabla f = \text{grad} f,$$

где ∇ – оператор набла.

Градиент скалярного поля

$$\text{grad} f = \frac{\partial f}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial f}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{e}_z.$$

4. Скалярное умножение оператора $\frac{\partial}{\partial \vec{r}}$ на векторное поле \vec{b}

$$\left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{b} \right) = \frac{\partial b_x}{\partial x} + \frac{\partial b_y}{\partial y} + \frac{\partial b_z}{\partial z} \equiv \nabla \vec{b} \equiv \text{div} \vec{b},$$

где $\text{div} \vec{b}$ – дивергенция векторного поля \vec{b} .

5. Векторное умножение оператора $\frac{\partial}{\partial \vec{r}}$ на векторное поле \vec{b}

$$\left[\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{b} \right] = \left\{ \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z}; \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x}; \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right\} \equiv [\nabla \vec{b}] \equiv \text{rot} \vec{b},$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{b} \right] = \vec{e}_x \left(\frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) + \vec{e}_y \left(\frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) + \vec{e}_z \left(\frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right),$$

где $\text{rot} \vec{b}$ – векторное поле, называемое ротором векторного поля \vec{b} .

6. Скалярный оператор $\left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\right)$ – оператор Лапласа (Δ)

$$\left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\right) \equiv \Delta = \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)^2.$$

Оператор Лапласа превращает скалярное поле в скалярное, а векторное поле – в векторное

$$\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}.$$

7. Векторное поле, дивергенция которого равна нулю, называется *вихревым*

$$\left(\frac{\partial \vec{b}}{\partial \vec{r}}\right) = 0.$$

8. Векторное поле, ротор которого равен нулю, называется *потенциальным*

$$\left[\frac{\partial \vec{b}}{\partial \vec{r}}\right] = 0.$$

9. Элемент поверхности может быть вектором $d\vec{S}$, и он направлен вдоль нормали к поверхности (рис. 1.1)

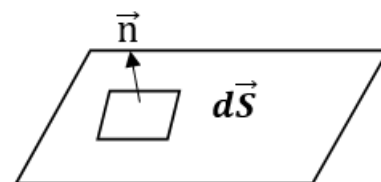


Рис. 1.1

$$|d\vec{S}| = dS$$

$$d\vec{S} = \vec{n} dS, \quad |\vec{n}| = 1.$$

10. *Скалярная величина* – поток вектора через поверхность (рис. 1.2)

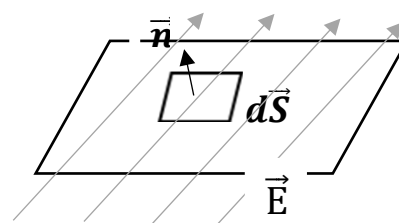


Рис. 1.2

$$\Lambda = \int_S \vec{E} d\vec{S}.$$

Поток через замкнутую поверхность называют *полным потоком*

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S}.$$

11. Циркуляция векторного поля по замкнутому контуру (рис. 1.3)

$$C = \oint_L \vec{e} d\vec{l}.$$

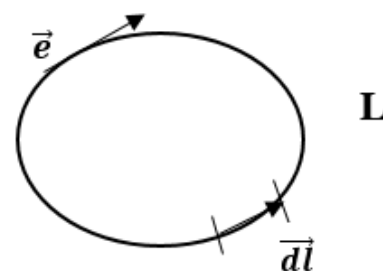


Рис. 1.3

12. Определение дивергенции

$$\operatorname{div} \vec{b} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \oint_S \vec{b} d\vec{S}.$$

Дивергенция – это отношение потока к объёму, из которого он вытекает, т. е. средняя удельная мощность источников, заключённых в объёме. При стягивании объёма в точку $V \rightarrow 0$ мы получаем удельную мощность источников в точке – дивергенцию вектора \vec{b} .

13. Теорема Остроградского – Гаусса

$$\oint_S \vec{b} d\vec{S} = \int_V \operatorname{div} \vec{b} dV.$$

Интеграл по поверхности заменяют интегралом по объёму, ограничивающему эту поверхность.

14. Ротор векторного поля

$$\operatorname{rot} \vec{b} = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{1}{S} \oint_L \vec{b} d\vec{l}.$$

Ротор – это отношение циркуляции векторного поля b к величине поверхности S , обтекаемой циркуляцией,

$$\left[\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{b} \right] = \vec{e}_x \left(\frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) + \vec{e}_y \left(\frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) + \vec{e}_z \left(\frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right).$$

15. Теорема Стокса

$$\oint_L \vec{b} d\vec{l} = \int_S \operatorname{rot} \vec{b} d\vec{S}.$$

Циркуляция вектора \vec{b} по произвольному контуру L равна потоку вектора $\operatorname{rot} \vec{b}$ через произвольную поверхность S , опирающуюся на данный контур.

Вопросы для самоконтроля

1. Напишите формулу действия векторного оператора дифференцирования на скалярное поле.
2. Напишите формулу действия векторного оператора дифференцирования на векторное поле.
3. Напишите формулу скалярного умножения векторного оператора дифференцирования на векторное поле.

4. Напишите формулу векторного умножения векторного оператора дифференцирования на векторное поле.
5. Напишите формулу определения понятия дивергенции векторного поля.
6. Напишите формулу определения понятия ротора векторного поля.
7. Напишите формулу скалярного оператора Лапласа от скалярной величины.
8. Напишите теорему Остроградского – Гаусса и поясните область её применения.
9. Напишите теорему Стокса и поясните область её применения.

Лекция № 2

ЗАКОН КУЛОНА. НАПРЯЖЁННОСТЬ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВАКУУМЕ

План

1. Краткая история развития учения об электричестве.
2. Свойства электрических зарядов.
3. Закон Кулона.
4. Понятие электростатического поля.
5. Поток вектора напряжённости.
6. Теорема Гаусса для электростатического поля в вакууме.
7. Применение теоремы Гаусса для расчёта полей.
8. Сложности закона Кулона.

1. Краткая история развития учения об электричестве

Зарождением науки об электричестве мы обязаны английскому физику и медику У. Гилберту. В своём главном труде «О магните», (1600 год) Гилберт описал свыше 600 опытов, которые позволили ему установить, что все металлы, дерево, листья, камни, земля, вода, масло притягиваются не только янтарём, но и ещё двумя десятками веществ. Абстрактное понятие «электричество» появилось только в 1650 году.

Действие электромагнитных сил было известно уже древним грекам, которым мы обязаны терминами «электрон», «электричество», «магнит». Первая теория электричества была создана американским учёным Бенджамином Франклином (1747 год). Процесс электризации учёный связывал с наличием некоего флюида электричества, недостатком или избытком этого флюида он и объяснял электрические явления. Именно Франклин ввёл понятие положительно электризованного тела и отрицательно электризованного тела. Франклин присвоил электрическому флюиду три основных свойства: чрезвычайную тонкость, взаимное отталкивание его частей, сильное притяжение электрической материи к обычной материи.

В 1751 году итальянский физик Д. Беккариа в своей работе «Об электричестве искусственном и природном» выдвинул гениальную гипотезу о существовании тесной связи между циркуляцией флюидов и магнетизмом. Беккариа впервые доказал, что всё «электричество» сосредоточивается на свободной поверхности тел, не распределяясь по внутренним точкам вещества.

В 1756 году немецкий физик, академик Петербургской академии наук Франц Эпинус ввёл в употребление воздушный конденсатор, позже названный его именем. С помощью этого прибора он намеревался показать, что стекло в лейденской банке или плоском конденсаторе Франклина обладает накапливающим действием не потому, что это стекло, а потому, что это изолятор. Конденсатор Эпинуса имеет важное историческое значение, потому что до его появления верили, что стекло вызывает накопление электричества благодаря своей особой внутренней структуре. Эпинус же показал, что тот же эффект достигается с любым изолятором, препятствующим течению электрического флюида. Он же доказал, что если к одному концу бронзовой линейки приблизить наэлектризованную стеклянную палочку, то на конце линейки возникнет заряд, знак которого будет противоположен знаку заряда на палочке (теория двух электрических флюидов).

Электризацию натиранием и прикосновением впервые объяснил советский физик М. И. Корнфельд в 1860 году: твёрдые кристаллические диэлектрики никогда не бывают идеальными, возникают дефекты (вакансии) в узлах кристаллической решётки. В воздухе содержатся

ионы различных знаков. На поверхности диэлектрика оседают ионы противоположного по отношению в вакансиям знаку, нейтрализуя при этом кристаллы. Возникает так называемая ионная шуба. При трении «шуба» как бы обдирается: наружные электроны слабо связаны с ядром атома. Если два атома сближаются, то наружные электроны могут перескочить от одного атома к другому. Все вещества способны присоединять электроны. Электроны на поверхности диэлектрика локализируются в определённом месте: там, где его потерли или прикоснулись к нему. А если потереть металл, то электроны разбегутся равномерно по его поверхности, поскольку в металлах происходит перераспределение поверхностных электронов.

В 1801 году итальянский физик А. Вольта изобрел электрофорную машину (электрофор Вольта). Принцип её работы таков: два диска на общей оси вращаются в различные стороны; на дисках наклеены секторы из алюминиевой фольги; на обеих сторонах дисков расположены щётки, касающиеся фольги. Каждый диск соединён со своим кондуктором, а кондуктор – с внутренними обкладками цилиндрических конденсаторов (лейденские банки). При вращении вследствие электризации трения каждый диск будет заряжен своими зарядами, и они будут накапливаться в лейденских банках. Накопившиеся на кондукторах заряды можно нейтрализовать, при соприкосновении получится искра. Металлическую линейку кладут на внутреннюю линзу (изолятор). Если к концу линейки поднести заряженную эбонитовую палочку, линейка с малым трением начнет вращаться, при этом один конец линейки будет иметь положительный заряд, а другой – отрицательный.

Непосредственный предшественник открытия электрона – английский химик и физик Уильям Крукс, который проводил исследования электрических зарядов в газах. Исследование свойств катодных лучей отражено в его работе «Лучистая материя, или Четвёртое состояние вещества» (1875 год).

В 1895 году французский физик Жан Перрен доказал, что катодные лучи – это отрицательно заряженные частицы; поэтому этот год считается годом рождения электрона.

В 1911 году британский физик Э. Резерфорд открыл электрическую структуру вещества: каждый атом имеет положительно заряженное ядро, которое окружают отрицательно заряженные электроны.

2. Свойства электрических зарядов

По современным представлениям *электрический заряд* – физическая величина, определяющая интенсивность электромагнитных взаимодействий.

Свойства электрических зарядов.

1. Существует два вида электрических зарядов, условно называемых положительными и отрицательными.

2. Суммарный электрический заряд всякой изолированной системы сохраняется. Это свойство – закон сохранения электрического заряда.

3. Электрический заряд – величина инвариантная. Она не изменяется при движении носителя заряда.

Электрические заряды могут исчезать и возникать. Однако всегда исчезают и возникают два электрических заряда (электрон и позитрон, которые при взаимодействии аннигилируют в гамма-фотон).

4. Все электрические заряды кратны элементарному заряду электрона $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Это свойство называют *квантованностью электрических зарядов*.

5. Электрический заряд аддитивен: заряд любой системы всегда равен сумме зарядов, составляющих систему частиц.

Перечисленные свойства являются фундаментальными законами. Они не выводятся из каких-либо других законов. Не обнаружено ни одного явления, противоречащего им. Важно отметить, что электрические (электромагнитные) силы в $2,3 \cdot 10^{39}$ раз больше гравитационных сил.

3. Закон Кулона

Закон Кулона справедлив для точечных зарядов: *точечным* называют заряд тела, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстоянием между заряженными телами.

В результате своих опытов французский физик Кулон сформулировал закон: сила взаимодействия двух неподвижных точечных зарядов пропорциональна величинам зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Направление силы совпадает с соединяющей заряды прямой. Сорокавосемилетний военный инженер Кулон, никогда специально не занимавшийся электричеством и магнетизмом, в свободное время проводил исследования, которые впоследствии

сделали его имя бессмертным. Кулон осуществлял измерения зависимости силы отталкивания одноимённых зарядов от расстояния. Сложнее оказалось измерить силу притяжения разноимённых зарядов. Кулон создал оригинальный метод измерения малых сил – «метод колебаний»: подобно тому как частота колебаний маятника зависит от величины силы тяжести в данном месте, так и частота колебаний наэлектризованной стрелки, колеблющейся в горизонтальной плоскости, зависит от действующей на поле электрической силы. В качестве постулата Кулон принял тот факт, что сила взаимодействия двух зарядов пропорциональна произведению этих зарядов; основываясь на законе обратных квадратов, учёный доказал это свойство. Также Кулон показал, что наэлектризованные тела индуцируют на проводники равное количество электричества противоположного знака.

Кулон заложил основы современной электростатики. Поскольку электрические силы оказались того же типа (структура самих формул), что и ньютоновские, в электростатику можно было перенести все свойства полей ньютоновских сил, найденных в теоретической механике. На рис. 2.1 показаны силы взаимодействия двух одноимённых зарядов.

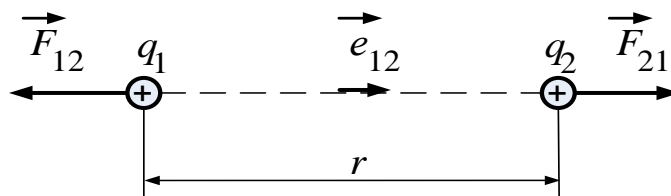


Рис. 2.1

Закон Кулона для случая одноименных зарядов в воздухе или в вакууме ($\epsilon = 1$)

$$\vec{F}_{12} = -k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{e}_{12},$$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}; \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}},$$

где \vec{e}_{12} – единичный вектор.

Для случая разноименных зарядов

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{e}_{12} - \text{отличается от } \vec{F}_{12} \text{ знаком.}$$

Электрические силы подчиняются принципу суперпозиции, т. е. если мы имеем систему зарядов, то сила, действующая на любой из этих зарядов, будет равна векторной сумме сил, действующих со стороны всех остальных зарядов.

Взаимодействие между покоящимися зарядами осуществляется через электрическое поле. Заряд изменяет свойства окружающего его пространства (поляризует пространство), создаёт в нем электрическое поле. Оно проявляет себя в том, что помещённый в какую-либо точку электрический заряд оказывается под действием силы поля.

В нерелятивистской механике такой способ описания действия на расстоянии является удобным приёмом.

Система уравнений Ньютона для взаимодействующих частиц содержит координаты, скорости, ускорение частиц, так что нет необходимости вводить силовое поле. Но с открытием предельной скорости передачи информации выяснилось, что поле – это не просто удобный приём, а физическая реальность. Поскольку взаимодействие передаётся с конечной скоростью, то должен существовать материальный объект, переносящий взаимодействие с этой скоростью.

4. Понятие электростатического поля

В истории развития физического знания существовало два взаимоисключающих представления о природе взаимодействия на расстоянии. Согласно концепции дальнего действия допускалось взаимодействие через пустое пространство. Этой точки зрения придерживался Кулон. Противоположная точка зрения исключала взаимодействие через пустоту. Это близкодействие при условии наличия передатчика взаимодействия. Приверженцем гипотезы близкодействия был сам Ньютон. Гипотеза близкодействия была выдвинута Фарадеем. Затем Максвелл написал свои знаменитые уравнения электромагнитного поля. Но открытие того, что электромагнитное поле является самостоятельной формой матери, затянулось до начала XIX века. Произошло это потому, что посредника в действии на расстоянии отождествляли с эфиром, а электромагнитное поле – с возмущениями этой среды. Только Эйнштейн смог освободиться от механических представлений и, создав теорию относительности, показал, что электромагнитное поле – это вид материи, переносящей воздействие одной

частицы на другие. Состояние электромагнитного поля полностью характеризуется электрическим и магнитным полями.

Электрическое поле характеризуется его напряжённостью \vec{E} , $\frac{В}{м}$

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

Напряжённость – силовая характеристика поля, векторная величина, численно равная отношению силы, действующей на заряд в данной точке поля, к величине этого заряда.

Направлен вектор \vec{E} вдоль радиальной прямой, проходящей через заряд и данную точку поля, от заряда – если он положительный, и к заряду – если он отрицательный.

Сила, с которой система зарядов действует на некоторый заряд, равна векторной сумме сил, с которыми действует на данный заряд каждый из зарядов в отдельности. Отсюда напряжённость поля системы зарядов равна векторной сумме напряжённостей полей, которые создавал бы каждый заряд в отдельности.

Принцип суперпозиции (наложения) электрических полей

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

На рис. 2.2 показаны примеры сложения векторов напряжённости электрического поля для разноимённых зарядов (а) и одноимённых зарядов (б).

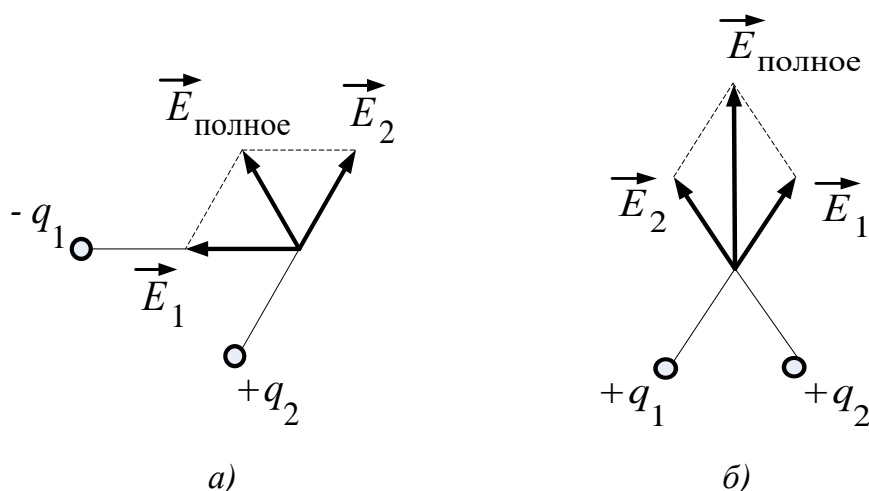


Рис. 2.2

Существует два способа наглядного представления состояния электрического поля. Один способ изображает некоторое количество стрелок, данное представление характеризует электрическое поле в тех точках, откуда эти стрелки выходят или куда входят (рис. 2.3, а, б).

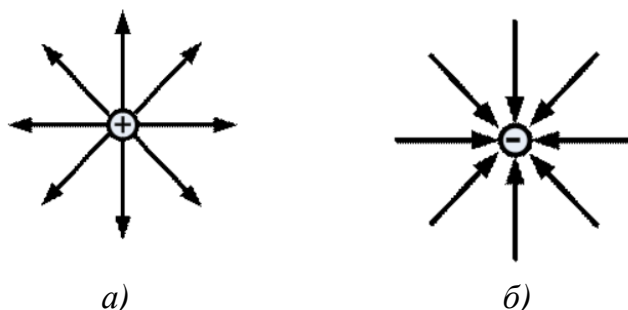


Рис. 2.3

Другой способ основан на представлении о силовых линиях поля (рис. 2.4). Это геометрические линии, обладающие следующими свойствами.

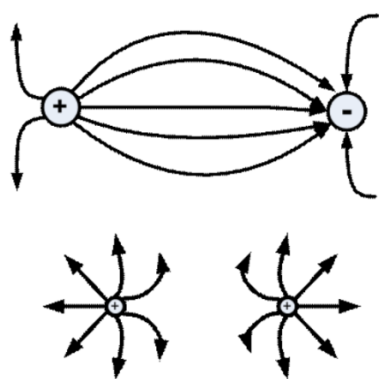


Рис. 2.4

1. Поле в каждой точке, через которую проходят силовые линии, направлено по касательной к этим линиям. Так силовые линии указывают направление поля.

2. Число линий на единицу площади, расположенной поперёк линий, пропорционально абсолютной величине поля E .

Окружим заряд сферической поверхностью произвольного радиуса

$$S = 4\pi r^2.$$

Густота линий численно равна напряжённости

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

Следовательно, общее число линий напряжённости равно

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

Полученный результат означает, что число силовых линий на любом расстоянии от заряда будет одним и тем же. Значит, силовые линии нигде, кроме зарядов, не начинаются и не заканчиваются.

5. Поток вектора напряжённости

Потоком вектора напряжённости через площадку S называют скалярное произведение вектора напряжённости на вектор площадки

$$\vec{dS} = \vec{n}dS, |\vec{n}| = 1, |\vec{dS}| = dS,$$

$$d\Phi = \vec{E} \vec{dS} = EdS \cos \alpha = E_n dS.$$

Полный поток через всю поверхность S равен

$$\Phi = \int_S \vec{E} \vec{dS} = \int_S EdS \cos \alpha = \int_S E_n dS.$$

Если поток проходит через замкнутую поверхность, то полный поток равен

$$\Phi = \oint_S \vec{E} \vec{dS}.$$

6. Теорема Гаусса для электростатического поля в вакууме

Имеем один положительный заряд $+q$ внутри замкнутой поверхности (рис. 2.5). Разделим поверхность dS на элементарные, почти плоские поверхности; \vec{n} — вектор единичной нормали к поверхности. Заряд q создаёт в пределах площадки электрическое поле с напряжённостью \vec{E} .

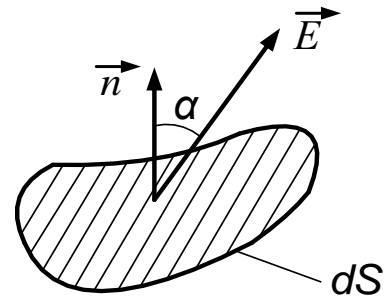


Рис. 2.5

Тогда поток \vec{E} через dS равен

$$d\Phi = \vec{E} \vec{dS} = EdS \cos \alpha = E_n dS.$$

$dS \cos \alpha$ — это dS_{\perp} — проекция площадки dS на сферическую поверхность радиусом r (рис. 2.6, а, б).

$$d\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dS_{\perp}.$$

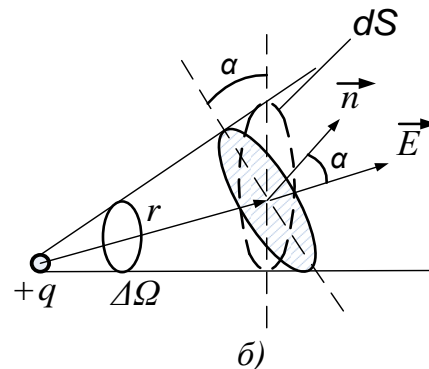
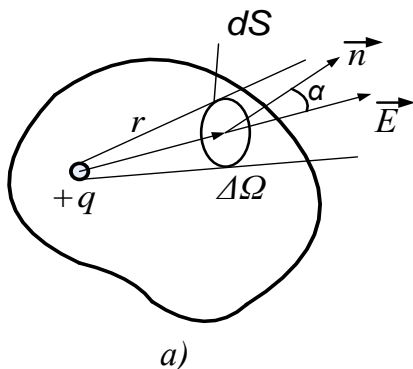


Рис. 2.6

Величину $\frac{dS_{\perp}}{r^2}$ называют *телесным углом*

$$\frac{dS_{\perp}}{r^2} = \Delta\Omega.$$

Телесный угол вокруг точки равен 4π .

Тогда

$$d\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} d\Omega,$$

$$\Phi = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} d\Omega = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \oint_S d\Omega = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} 4\pi = \frac{q}{\epsilon_0},$$

$$\Phi = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S \sum_{i=1}^n \vec{E}_i d\vec{S} = \sum_{i=1}^n \oint_S \vec{E}_i d\vec{S} = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\epsilon_0}.$$

Теорема Гаусса: поток вектора напряжённости электрического поля через замкнутую поверхность равен сумме зарядов, охватываемых этой поверхностью, разделённой на электрическую постоянную,

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{\sum q_i}{\epsilon_0}.$$

Это закон электростатического поля – закон Гаусса.

Ясно, что этот закон справедлив только для поля, сила которого обратно пропорциональна квадрату расстояния. Этот закон даёт связь между полем и его источниками, обратную той, которую даёт закон Кулона. По закону Гаусса мы можем определить величину заряда в любой области, в которой известна величина поля.

Теорема Гаусса в дифференциальной форме

Заряд можно выразить через его объёмную плотность

$$dq = \rho dV.$$

При рассмотрении полей, создаваемых огромным числом зарядов, отвлекаются от дискретной структуры этих зарядов и считают, что они распределены с некоторой плотностью.

Объёмная плотность заряда

$$\rho = \frac{dq}{dV},$$

dq заключён в dV .

По теореме Остроградского – Гаусса

$$\oint_S \vec{a} d\vec{S} = \int_V \operatorname{div} \vec{a} dV.$$

Зная плотность заряда в точках пространства, можно найти суммарный заряд внутри замкнутой поверхности S

$$\sum q_i = \rho \int_V dV,$$

где объём V ограничен данной поверхностью S .

Интеграл по объёму от дивергенции векторного поля \vec{a} равен полному потоку этого поля через замкнутую поверхность, ограничивающую этот объём,

$$\int_V \operatorname{div} \vec{E} dV = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV,$$

$$\int_V \nabla \vec{E} dV = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV.$$

Связь дивергенции с плотностью заряда в конкретной точке

$$\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

Дивергенция по физическому смыслу – удельная мощность источника.

7. Применение теоремы Гаусса для расчёта полей

Поле бесконечной однородно заряженной плоскости

Напряжённость в любой точке плоскости перпендикулярна к её поверхности. Представим себе цилиндрическую поверхность, перпендикулярную плоскости (рис. 2.7).

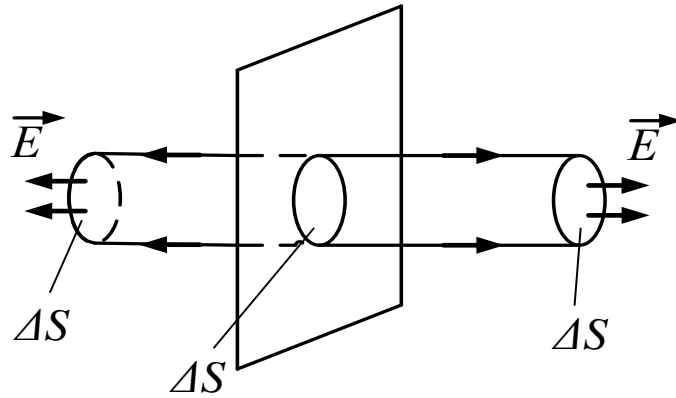


Рис. 2.7

По теореме Гаусса

$$\oint_s \vec{E} d\vec{S} = \frac{q_i}{\epsilon_0},$$

$$\oint_s E dS \cos \alpha = \oint_s E_n dS.$$

Поток \vec{E} через боковую поверхность равен нулю, так как силовые линии не пересекают её, идут вдоль.

Для обоих оснований $\Phi = E\Delta S$.

Внутри поверхности заключен заряд $\sigma\Delta S$,

$$2E\Delta S = \frac{\sigma\Delta S}{\epsilon_0},$$

$$E = \sigma/2\epsilon_0,$$

где σ – поверхностная плотность заряда, заряд на поверхности положительный.

Результат не зависит от длины цилиндра. Значит, на любых расстояниях напряжённость одинакова по величине (рис. 2.8, а, б).

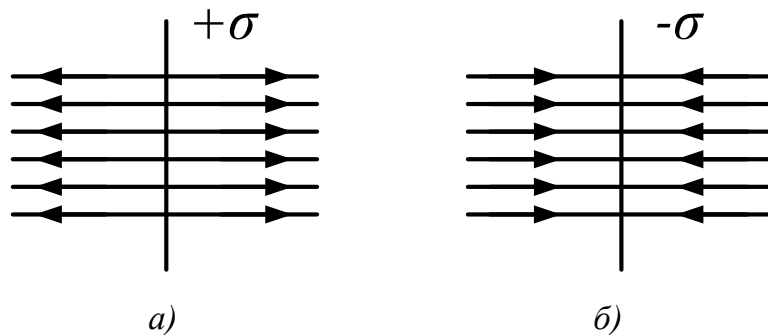


Рис. 2.8

Поле бесконечного плоского конденсатора

На рис. 2.9, а, б представлено распределение силовых линий электрического поля между и вне пластин конденсатора.

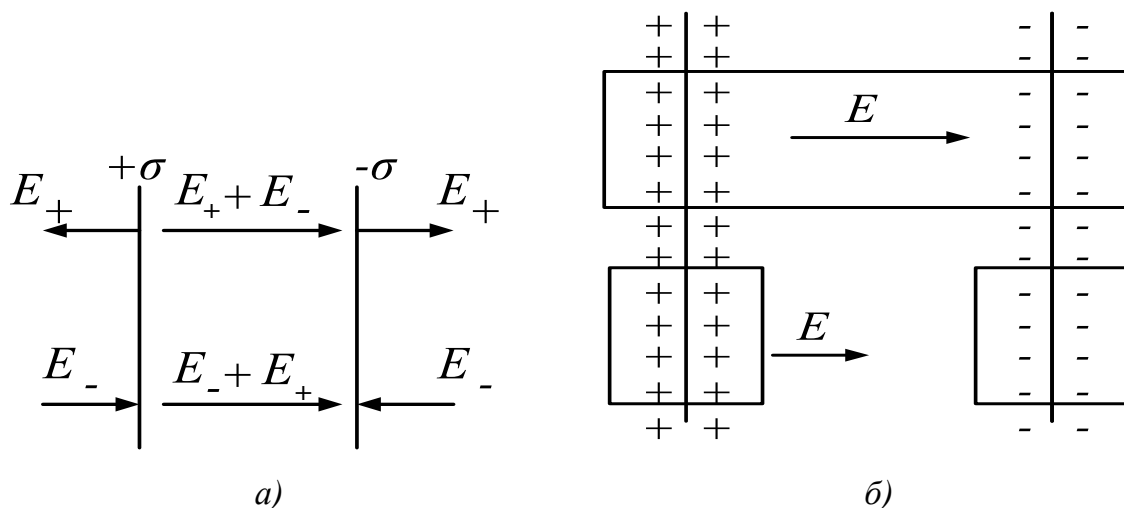


Рис. 2.9

В области между плоскостями конденсатора складываемые поля имеют одинаковые направления и величину. Общее поле между пластинами удваивается по сравнению с полем бесконечно заряженной пластины

$$E = \sigma / 2\epsilon_0$$

и будет равно

$$E_{\infty \text{контд}} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

Вне объёма складываемые поля имеют противоположные направления, и результирующая напряжённость поля вне пластин равна нулю.

Поле заряженной сферы

Имеем равномерно заряженную сферическую поверхность (рис. 2.10).

Поверхностная плотность заряда σ , радиус сферы R .

Поле центрально-симметричное. Представим концентрическую поверхность r . Если $R < r$, внутрь поверхности попадёт весь заряд q , распределённый по поверхности R .

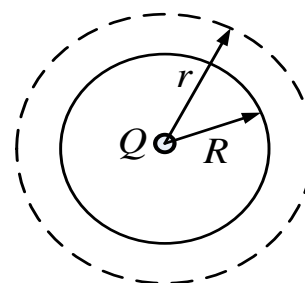


Рис. 2.10

Следовательно,

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{\sum q_i}{\epsilon_0},$$

$$E 4\pi r^2 = \frac{\sum q_i}{\epsilon_0},$$

$$E = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{\sum q_i}{\epsilon_0},$$

$$E_{\text{сферы}} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Если $r < R$, то $q = 0$ и $E = 0$. Таким образом, внутри сферической поверхности поле равно нулю. Вне этой поверхности поле тождественно с полем точечного заряда той же величины, помещённого в центр сферы.

Важнейшая особенность полученного уравнения заключается в том, что оно связывает напряжённость поля \vec{E} в данной точке пространства с плотностью заряда в этой же точке. Это уравнение вошло в электродинамическую теорию близкогодействия Максвелла, из него удалены все элементы действия на расстоянии

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}.$$

8. Сложности закона Кулона

Для тела конечных размеров применение теоремы Гаусса в интегральной форме невозможно. На краях тела \vec{E} претерпевает искажения, в этом случае теорема Гаусса в дифференциальной форме позволяет решить задачу.

Если заряд находится в движении, то поле равномерно движущегося заряда сплющивается в направлении движения согласно специальной теории относительности. Скорости движения зарядов релятивистские. Сферическая форма поля вокруг заряда искажается, и закон обратных квадратов теряет смысл.

Закон обратных квадратов в законе Кулона выполняется при отсутствии массы покоя у фотона. При обнаружении массы покоя у фотона закон обратных квадратов нарушается. Данный закон соответствует трёхмерному пространству – времени.

Примеры лекционных демонстраций по электрическим явлениям

Силовые линии электрического поля

Опыт № 1

Оборудование: электрофорная машина, бумажные султаны на изолирующих штативах (рис. 2.11, а, б).



а)



б)

Рис. 2.11

Порядок проведения опыта. Простейшую демонстрацию электрических силовых линий осуществляют при помощи султанов, которые устанавливают на изолированных штативах и заряжают от электрофорной машины.

Сначала показывают опыт с одним заряженным султаном и обращают внимание на радиальное расположение бумажных полосок. Оба султана заряжают одноимёнными, а затем разноимёнными зарядами и показывают искривление полосок при отталкивании и притяжении. Опыт пойдёт лучше, если полоски слегка увлажнить.

Опыт № 2

Оборудование: стеклянная кювета, набор электродов, электрофорная машина, манная крупа, вакуумное или касторовое масло, проекционный аппарат, провода соединительные (рис. 2.12, а).

Порядок проведения опыта. Демонстрация силовых линий электростатического поля основана на том, что диэлектрики с диэлектрической проницаемостью большей, чем диэлектрическая проницаемость окружающей среды, обладающие малой проводимостью и взятые в виде небольших частиц, располагаются в электрическом поле вдоль силовых линий. Наглядную демонстрацию – показ силовых линий – проводят при помощи мелких или крупных кристаллов в жидком диэлектрике. Берут манную крупу и помещают её в жидкий диэлектрик, обладающий достаточно большой вязкостью, например касторовое или вакуумное масло (рис. 2.12, б).



а)



б)

Рис. 2.12

Опыт демонстрируют, проецируя его на экран. Масло наливают в стеклянную кювету (удобно использовать чашки Петри), в которую вложены электроды различной формы. Электроды соединяют с полюсами электрофорной машины. Манную крупу размещивают стеклянной палочкой. Затем создают электрическое поле с помощью электрофорной машины и наблюдают, как крупинки располагаются вдоль силовых линий поля, образуя картину поля, соответствующую данной конфигурации электродов.

Действие катодных лучей

Оборудование: катодная трубка с лёгкой металлической крыльчаткой (мельницей) против катода, индуктор высоковольтный, выпрямитель, провода соединительные.

Порядок проведения опыта. Катодную трубку с лёгкой металлической крыльчаткой (мельницей) против катода (рис. 2.13) подключают к индуктору.

При разряде крыльчатка, покрытая люминисцирующим слоем, светится и вращается. Опыт показывает, что движущиеся электроны обладают кинетической энергией, т. е. имеют вполне определённую массу.

Лекционные демонстрации по электромагнетизму, разработанные на кафедре общей и прикладной физики ВлГУ, представлены в работе А. Ф. Галкина, Л. В. Грунсковой, В. В. Дорожкова [1]. В изучении курса общей физики по разделу «Электромагнетизм» и получении наглядного представления о физических законах может помочь видеокурс В. И. Гервидса [2].



Рис. 2.13

Вопросы для самоконтроля

1. Перечислите основные свойства электрических зарядов.
2. Сформулируйте закон Кулона.
3. Что такое напряжённость электрического поля?
4. Что представляют собой силовые линии электрического поля, каковы закономерности их топологии?

5. Что называют потоком вектора напряжённости через определённую площадку?

6. Сформулируйте теорему Гаусса для электрического поля в вакууме и приведите примеры её применения.

Лекция № 3

ПОТЕНЦИАЛ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

План

1. Понятие электростатического потенциала. Работа в электростатическом поле.

2. Независимость работы в электростатическом поле от формы траектории.

3. Связь работы с потенциалом, физический смысл потенциала, единица измерения.

4. Циркуляция вектора напряжённости, условие потенциальности поля.

5. Связь напряжённости и потенциала.

1. Понятие электрического потенциала.

Работа в электростатическом поле

Понятие электростатического потенциала связано с работой переноса заряда из одной точки в другую.

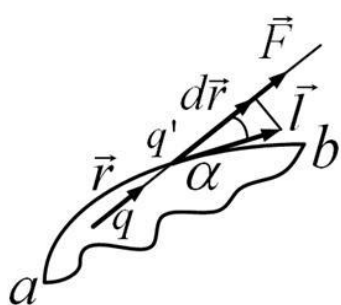


Рис. 3.1

Пусть распределение зарядов создаёт электрическое поле. Заряды удерживаются на своих местах силами притяжения и отталкивания. Любая наша попытка перенести заряд из одной точки в другую будет связана с работой, производимой против действия электрических сил. Работа будет равна минус компоненте электрической силы в направлении движения, проинтегрированной по этому пути (рис. 3.1),

$$A_{ab} = - \int_a^b \vec{F} d\vec{l} = - \int_a^b |F| \vec{e} d\vec{l} = - \int_a^b F dr ,$$

$$dr = \vec{e} d\vec{l} = |\vec{e}| dl \cos \alpha = dl \cos \alpha ,$$

где F – электрическая кулоновская сила, действующая на заряд в точке траектории;

$d\vec{l}$ – дифференциал вектора перемещения вдоль траектории;

q – заряд, создающий электрическое поле;

q' – переносимый электрический заряд;

l – путь;

dr – модуль приращения радиус-вектора.

Если рассматривать перенос единичного заряда, то

$$A_{ab} = - \int_a^b \vec{E} d\vec{l} = - \int_a^b E dr.$$

2. Независимость работы в электростатическом поле от формы траектории

Пусть поле создаётся единичным зарядом q (рис. 3.2).

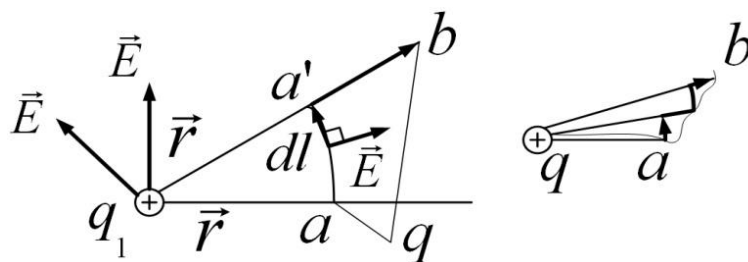


Рис. 3.2

Возьмём пробный заряд (также единичный) и перенесём его от точки a к точке b

$$A = - \int_a^b \vec{E} d\vec{l} = \int_a^b E dl \cos \alpha, \quad \alpha = 90^\circ.$$

На участке $(a - a')$ работа не производится, так как между E и dl угол 90° ; на участке $(a' - b)$ она меняется как $\frac{1}{r^2}$.

$$\begin{aligned} A_{ab} &= - \int_a^b \vec{E} d\vec{l} = - \int_a^b |E| \vec{e} d\vec{l} = - \int_a^b E dr = - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_a^b \frac{dr}{r^2} = \\ &= - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_{a'}} - \frac{1}{r_b} \right) = \varphi(b) - \varphi(a), \end{aligned}$$

где $\varphi(b)$ – потенциал в точке b .

Выберем другой путь (рис. 3.3).

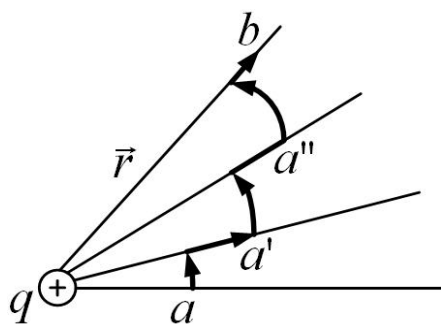


Рис. 3.3

Каждый раз, когда путь идет по дуге, работа не совершается.

Каждый раз, когда работа совершается по радиусу, она интегрируется по $\frac{1}{r^2}$.

Сначала от r_a до $r_{a'}$, от $r_{a''}$... Сумма всех таких интегралов как раз и равна одному интегралу в пределах от r_a до r_b . Ясно, что и для любого пути от a до b получится тот же результат.

Если траектории плавные, их можно разбить на небольшие участки, аналогичные указанным.

Итак, работа по переносу электрического заряда в электростатическом поле не зависит от формы траектории, соединяющей начало и конец пути.

Что произошло бы, если бы такая зависимость была? Мы извлекли бы энергию из электростатического поля. Можно было бы пройти путь от a к b по одной траектории, а вернуться по другой, более длинной, и получить работу больше, чем было вложено. Но закон сохранения справедлив и в электростатике.

3. Связь работы с потенциалом, физический смысл потенциала, единица измерения

Итак, раз работа в электростатическом поле зависит только от положения начальной и конечной точек пути, то ее можно представить в виде разности потенциалов

$$A_{ab} = - \int_a^b \vec{E} d\vec{l} = \varphi(b) - \varphi(a),$$

где $\varphi(b) - \varphi(a)$ — скалярная функция от координат поля.

Поле этой функции — скалярное поле. Эту функцию называют электростатическим потенциалом поля в произвольной точке p

$$\varphi(p) = \int_{p_0}^p \vec{E} d\vec{l}.$$

В качестве отправной берут точку на бесконечности

$$\varphi(p) = \int_{\infty}^p \vec{E} d\vec{l},$$

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

Электрическое поле нескольких зарядов создаёт суммарное поле, и потенциал в этом поле будет подчиняться принципу суперпозиции

$$\varphi(P) = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_{pj}}.$$

Физический смысл потенциала φ , $В = \text{Дж/К}$, – это потенциальная энергия, которой обладал бы единичный положительный заряд, если бы его перенесли в указанную точку пространства из отправной точки (из бесконечности),

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

Нельзя путать потенциал поля с потенциальной энергией системы зарядов. Потенциальная энергия системы зарядов – это работа, затраченная на создание этой системы. Электрический потенциал φ поля – работа, приходящаяся на единицу заряда, которая требуется для переноса единичного положительного заряда из бесконечности в конкретную точку поля системы зарядов. Заряд, находящийся в электростатическом поле, обладает потенциальной энергией

$$W = \frac{q q_{1 \text{ проб}}}{4\pi\epsilon_0 r_1},$$

$$\varphi = \frac{W_p}{q} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1}.$$

4. Циркуляция вектора напряжённости, условие потенциальности поля

Работа по замкнутому контуру сил поля равна нулю – это условие потенциальности электростатических полей

$$A = \oint dA = \oint \vec{E} q d\vec{l} = q \oint \vec{E} d\vec{l} = 0,$$

где $\oint \vec{E} d\vec{l}$ – циркуляция вектора \vec{E} по замкнутому контуру,
 $\oint \vec{E} d\vec{l} = 0$ – условие потенциальности поля.

Работа может быть записана через потенциал и потенциальную энергию

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2) = W_{p1} - W_{p2}.$$

В дифференциальной форме

$$dA = -qdl = dW_p.$$

Работа совершается за счёт убыли потенциальной энергии.

5. Связь напряжённости и потенциала

Напряжённость \vec{E} есть силовая характеристика поля. Зная \vec{E} , можно определить силы, действующие на заряд. Саму же напряжённость поля можно получить из потенциала

$$dA = -q\vec{E}d\vec{l},$$

$$dA = -qd\varphi.$$

Знак «минус» связан с тем, что работа сил поля над зарядом равна убыли потенциальной энергии заряда; работа совершается против сил поля.

При движении по оси X

$$d\varphi = \frac{d\varphi}{dx} \Delta x.$$

При движении по оси Y

$$d\varphi = \frac{d\varphi}{dy} \Delta y.$$

При движении по оси Z

$$d\varphi = \frac{d\varphi}{dz} \Delta z.$$

Тогда полный дифференциал для потенциала равен

$$d\varphi = \frac{d\varphi}{dx} \Delta x + \frac{d\varphi}{dy} \Delta y + \frac{d\varphi}{dz} \Delta z.$$

Так как

$$q\vec{E}d\vec{l} = -qd\varphi,$$

$$\vec{E}d\vec{l} = E_x dx + E_y dy + E_z dz = -d\varphi,$$

то

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x},$$

$$E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y},$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

Так как

$$\vec{E} = E_x \vec{i} + E_y \vec{j} + E_z \vec{k},$$

то

$$\vec{E} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{i} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{j} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{k}.$$

Операция градиент – это вектор, направленный в сторону быстрого возрастания функции,

$$E = -\text{grad} \varphi,$$

$$E = -\nabla \varphi.$$

Комбинацию $\nabla \vec{E} = 0$ называют ротором, или вихрем векторного поля.

Согласно теореме Стокса

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = \int_S \nabla \vec{E} dS.$$

Электростатическое поле – безвихревое поле

$$\text{rot} \vec{E} = 0,$$

$$[\nabla \vec{E}] = \nabla \vec{E} = 0.$$

Вопросы для самоконтроля

1. Сформулируйте понятие электростатического поля и поясните, как вычисляют работу по перемещению заряда в электрическом поле.
2. Дайте определение потенциала электростатического поля.
3. Какова связь напряжённости с потенциалом электростатического поля?
4. Что такое электрический диполь и дипольный момент?

Лекция № 4

ДИЭЛЕКТРИКИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

План

1. Основные характеристики диэлектрика.
2. Дипольный момент полярных молекул диэлектрика.

3. Типы поляризации диэлектрика.
4. Поляризованность диэлектриков.
5. Поле, создаваемое диэлектриком.
6. Теорема Гаусса для электрического поля в диэлектрике.
7. Условия на границе двух диэлектриков. Сегнетоэлектричество.

1. Основные характеристики диэлектрика

Диэлектрики – это вещества, практически не содержащие свободных электронов и не способные проводить электрический ток (они проводят ток в $10^{15} \div 10^{20}$ хуже, чем проводники).

Удельное электрическое сопротивление диэлектрика

$$\rho_d = 10^8 \div 10^{17} \text{ Ом} \cdot \text{см.}$$

Удельное электрическое сопротивление проводника

$$\rho_{\text{пр}} = 10^{-6} \div 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см.}$$

В веществе есть свободные и связанные заряды. *Свободные заряды* – это электроны, перемещающиеся между узлами кристаллической решетки; *связанные заряды* – это ионы, расположенные в узлах решётки.

В проводниках свободных зарядов в 10^{15} раз больше свободных зарядов, чем в диэлектриках. Поэтому в диэлектриках мы рассматриваем поведение связанных зарядов. Внешнее электрическое поле стремится сдвинуть положительные заряды в направлении поля (от положительных к отрицательным), а отрицательные заряды – против поля. Диэлектрик приобретает дипольный момент.

Квантовая теория твёрдого тела объясняет различные свойства металлов и диэлектриков различным характером распределения электронов по уровням энергии.

2. Дипольный момент полярных молекул

Электрический диполь – это система двух одинаковых по модулю электрических зарядов, противоположных по знаку (рис. 4.1)

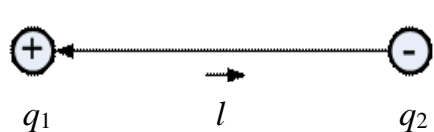


Рис. 4.1

$$|q_1| = |q_2|.$$

Дипольный момент

$$\vec{p} = q\vec{l},$$

$$d\vec{p} = qd\vec{l}.$$

Вектор \vec{p} направлен вдоль оси диполя от минуса к плюсу (рис. 4.2)

$$\vec{p} = +q\vec{r}_+ - q\vec{r}_- = q(\vec{r}_+ - \vec{r}_-) = q\vec{l}.$$

Для системы зарядов

$$\vec{p} = \sum q_i \vec{r}_i.$$

У симметричных молекул (H_2 , O_2) в отсутствие внешнего электрического поля центры тяжести положительных и отрицательных зарядов совпадают. Эти молекулы не обладают собственным дипольным моментом и называются *неполярными*.

У асимметричных молекул (NH , HCl) центры тяжести положительных и отрицательных зарядов не совпадают. Эти молекулы называются *полярными*.

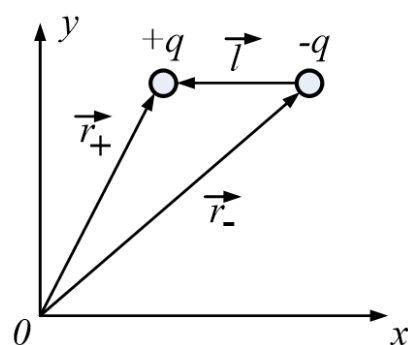


Рис. 4.2

3. Типы поляризаций диэлектрика

1. *Электронная (атомная) поляризация* – вид поляризации диэлектрика с неполярными молекулами (имеющими симметричное строение), заключающийся в возникновении у атомов индуцированного дипольного момента за счёт деформации электронных орбит (рис. 4.3).

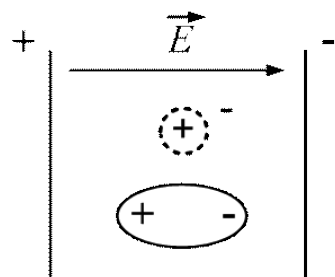


Рис. 4.3

2. *Ориентационная поляризация* – вид поляризации диэлектрика с полярными молекулами (имеющими асимметричное строение), заключающийся в ориентации имеющихся дипольных моментов молекул по полю (рис. 4.4).

Вращающий дипольный момент молекулы равен

$$\vec{M} = \vec{E}ql\sin\alpha,$$

$$\vec{M} = \vec{E}p\sin\alpha.$$

3. *Ионная, или решёточная, поляризация* – это вид поляризации диэлектрика с ионным строением. В таком случае под действием внешнего электрического поля положительные ионы смещаются в направлении поля, а отрицательные – противоположно полю. В результате происходит

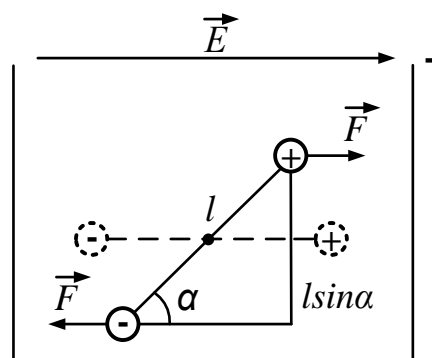


Рис. 4.4

некоторая деформация кристаллической решётки, что приводит к возникновению в диэлектрике дипольных моментов, т. е. к поляризации. В сильных внешних электрических полях может возникнуть даже разрушение кристаллической структуры диэлектрика.

4. Поляризованность диэлектриков

Поляризованность диэлектриков – это сумма дипольных моментов в объеме ΔV

$$\vec{P} = \frac{\sum_{\Delta V} \vec{p}}{\Delta V},$$

где $\sum_{\Delta V} \vec{p}$ – сумма дипольных моментов в объёме ΔV .

У изотропных диэлектриков поляризованность связана с напряжённостью внешнего электрического поля

$$P = \chi \epsilon_0 E_{\text{внеш}},$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость диэлектрика, характеризующая способность среды к поляризации.

Диэлектрическая проницаемость ϵ характеризует поляризацию диэлектриков под действием электрического поля \vec{E} .

Для диэлектриков

$$\epsilon = 2 \div 8,$$

$$\chi = \epsilon - 1.$$

Например, в закон Кулона ϵ входит как величина, определяющая, во сколько раз сила взаимодействия двух зарядов в диэлектрике меньше, чем в вакууме. Ослабление взаимодействия происходит вследствие экранизации свободных зарядов связанными, образующимися в результате поляризации среды.

5. Поле, создаваемое диэлектриком

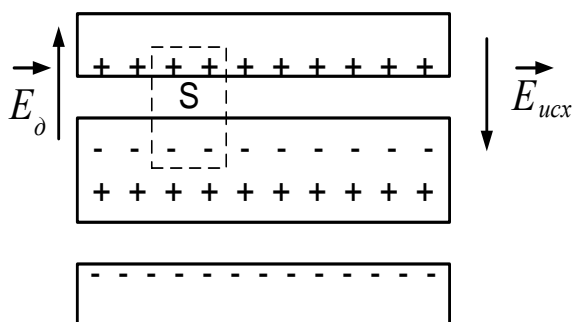


Рис. 4.5

На рис. 4.5 показан конденсатор (две внешние пластины) и внутренний диэлектрик (между пластинами). Конденсатор создаёт поле $E_{\text{исх}}$ – поле конденсатора. Воздействие этого поля на диэлектрик создаёт в диэлектрике атомную поляризацию, благодаря

которой на гранях диэлектрика возникают заряды, противоположные зарядам соответствующих пластин.

Под действием внешнего электрического поля благодаря атомной поляризации в диэлектрике возникает собственное поле (E_d), противоположное внешнему электрическому полю конденсатора.

Таким образом, электрическое поле диэлектрика ослабляет внешнее электрическое поле. На этом эффекте основано применение диэлектриков с целью ослабления внешних электрических полей (в конденсаторах различной конструкции)

$$E_{\text{результатирующее}} = E_{\text{исх}} - E_d.$$

Применим теорему Гаусса для некоторой поверхности S (см. рис. 4.5). Электрическое поле в диэлектрике равно

$$E = \frac{\sigma_{\text{своб}} - \sigma_{\text{пол}}}{\epsilon_0},$$

где $\sigma_{\text{своб}}$ – поверхностная плотность зарядов на поверхности пластин конденсатора; $\sigma_{\text{пол}}$ – поверхностная плотность поляризационных зарядов на внешних гранях диэлектрика, равная

$$\sigma_{\text{пол}} = |p| = p = \chi \epsilon_0 E_{\text{внеш}},$$

где p – поляризованность для однородных диэлектриков, тогда

$$E = \frac{\sigma_{\text{своб}} - p}{\epsilon_0},$$

$$E = \frac{\sigma_{\text{своб}}}{\epsilon_0} \frac{1}{1 + \chi},$$

где $\frac{1}{1 + \chi}$ – множитель, показывающий, во сколько раз уменьшается поле между пластинами конденсатора, если в него поместить диэлектрик.

6. Теорема Гаусса для электрического поля в диэлектрике

Теорема Гаусса для поля в вакууме

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\epsilon_0}.$$

Для поля в диэлектрике вместо вектора \vec{E} используют \vec{D} – вектор электрического смещения.

Теорема Гаусса для поля в диэлектрике будет выглядеть следующим образом:

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = \sum_{i=1}^n q_i.$$

Электрическое смещение

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}_{\text{внеш}} + \vec{P}.$$

Если \vec{P} – поляризованность диэлектрика – постоянна во всех точках, то диэлектрик однороден и в нём нет объёмной плотности заряда.

Если положительные и отрицательные заряды смещены друг относительно друга и имеют одну плотность, то сам факт их смещения не приводит к появлению суммарного заряда в диэлектрике.

Если \vec{P} непостоянна по объёму диэлектрика, то появится нескомпенсированный заряд и возникнет дополнительно некоторая плотность заряда.

Если материал поляризуется, то через некоторую поверхность проходит заряд q

$$q = P_n S,$$

где P_n – проекция вектора поляризованности на направление перпендикуляра к поверхности.

Поверхностная плотность заряда равна

$$\sigma = \frac{q}{S} = \sigma_{\text{пол}} = \frac{\vec{P} \vec{n} S}{S} = \vec{P} \vec{n} = P n \cos \alpha,$$

$$\sigma_{\text{пол}} = \vec{P} \vec{n}.$$

Если взять некоторый объём диэлектрика, то можно определить объёмную плотность заряда.

Полный заряд, выдвинутый из объёма за счет поляризации (избыточный заряд), равен

$$\int_S \vec{P} \vec{n} dS = \int_S \sigma_{\text{пол}} dS.$$

В объёме останется заряд (избыточный) противоположного знака (поляризационный)

$$\Delta Q_{\text{пол}} = - \int_S \vec{P} \vec{n} dS = - \int_S \sigma_{\text{пол}} dS,$$

$$\Delta Q_{\text{пол}} = \int_V \rho_{\text{пол}} dV,$$

$$\oint_V \rho_{\text{пол}} dV = - \oint_S \vec{P} \vec{n} dS.$$

По теореме Гаусса

$$\oint_S \vec{P} \vec{n} dS = - \int_V \nabla \vec{P} dV = \oint_S \vec{P}_n dS.$$

Получим разновидность теоремы Гаусса, связывающую объёмную плотность заряда в диэлектрике с вектором поляризации

$$\rho_{\text{пол}} = -\nabla \vec{P}.$$

Если поляризация неоднородна, её дивергенция определяет появляющуюся в материале результирующую плотность зарядов. Это поляризационный (связанный) заряд.

Из электростатики известно, что

$$\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0},$$

где ρ – плотность всех зарядов.

На заре рождения электричества механизм поляризации не был понятен и $\rho_{\text{своб}}$ считался равным всей плотности зарядов.

Уравнение электростатики при наличии диэлектрика имеет вид

$$\nabla \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} (\rho_{\text{сторон(своб)}} + \rho_{\text{поляриз(связ)}}),$$

$$\nabla \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} (\rho_{\text{своб}} - \nabla \vec{P}),$$

$$\nabla (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho_{\text{своб}}.$$

Был введён вектор \vec{D} – вектор электрического смещения

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}.$$

Он не является чисто полевым вектором, поскольку учитывает поляризованность среды. Это не векторное поле, созданное распределением $\rho_{\text{своб}}$,

$$\rho_{\text{своб}} = \nabla \vec{D},$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} (1 + \chi),$$

где $(1 + \chi) = \epsilon$ – относительная диэлектрическая проницаемость, или просто диэлектрическая проницаемость среды

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E},$$

$$\nabla \vec{D} = \rho_{\text{своб}}.$$

Проинтегрируем по объёму последнее выражение

$$\int_V \nabla \vec{D} dV = \int_V \rho dV.$$

Левую часть уравнения заменим по теореме Остроградского – Гаусса

$$\oint_S \vec{D} dS = \sum_i q_{i\text{своб.}}$$

Получим теорему Гаусса для электрического поля в диэлектрике

$$\oint_S \vec{D} dS = \int_V \rho dV.$$

Поток электрического смещения через замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключённых внутри неё сторонних (свободных) зарядов.

7. Условия на границе двух диэлектриков.

Сегнетоэлектричество

Вблизи поверхности раздела двух диэлектриков (1 и 2) \vec{E} и \vec{D} должны удовлетворять граничным условиям (рис. 4.6).

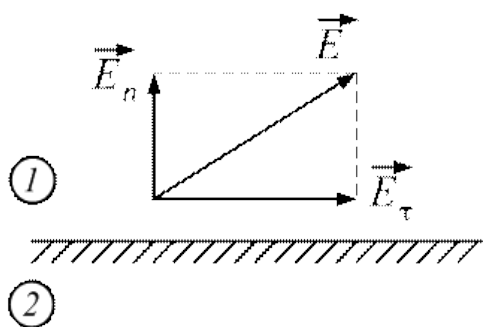


Рис. 4.6

Граничные условия

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2},$$

$$\frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1},$$

$$D_{n1} = D_{n2},$$

$$\frac{D_{\tau 1}}{D_{\tau 2}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}.$$

Суммы нормальных и тангенциальных составляющих

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{n1} + \vec{E}_{\tau 1},$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{n2} + \vec{E}_{\tau 2},$$

$$\vec{D}_1 = \vec{D}_{n1} + \vec{D}_{\tau 1},$$

$$\vec{D}_2 = \vec{D}_{n2} + \vec{D}_{\tau 2}.$$

При переходе через границу раздела двух диэлектриков нормальная составляющая вектора \vec{D} и тангенциальная \vec{E} изменяются непрерывно, а тангенциальная \vec{D} и нормальная \vec{E} при переходе границы претерпевают разрыв.

Сегнетоэлектрики – вещества, обладающие спонтанной (самопроизвольной) поляризованностью в отсутствие внешнего поля. Впервые это

свойство было открыто на сегнетовой соли. У обычных диэлектриков ϵ составляет несколько единиц, у сегнетоэлектриков – тысячи. Зависимость \vec{P} от \vec{E} нелинейная; диэлектрическая проницаемость зависит от \vec{E} . При изменении электрического поля \vec{P} и \vec{D} определяются не только значениями \vec{E} в данный момент, но и её предшествующими значениями. Это явление графически можно изобразить петлёй гистерезиса. Сегнетоэлектрики – пьезоэлектрические материалы. Благодаря сильной зависимости ϵ от \vec{E} пьезоэлектрики используют в детекторах электромагнитных и гравитационных волн, в звукозаписи. При сжатии и растяжении в определённых направлениях на противоположных гранях сегнетоэлектрика появляются заряды противоположных знаков, и эту разность потенциалов, пропорциональную величине механического воздействия, можно регистрировать. Электрические колебания преобразуются в механические, и наоборот (рис. 4.7).

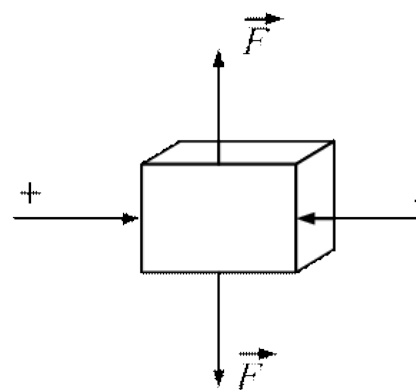


Рис. 4.7

Примеры лекционных демонстраций с диэлектриками

Зависимость ёмкости конденсатора от расстояния между пластинами и проницаемости диэлектрика

Оборудование: конденсатор разборный, электрометр, пластины из диэлектрика (рис. 4.8).

Порядок проведения работы. Одна обкладка конденсатора должна быть неподвижной и надёжно изолированной, другая должна перемещаться относительно первой; её надо заземлить. Неподвижную пластину соединяют с электрометром и заряжают – стрелка электрометра отклоняется на некоторый угол. Отодвигая подвижную пластину



Рис. 4.8

конденсатора, наблюдают увеличение отклонения стрелки электрометра. Это происходит потому, что при раздвигании обкладок ёмкость конденсатора уменьшается, следовательно, разность потенциалов на обкладках увеличивается. Поставив подвижную пластину в положение, при котором расстояние между обкладками будет немного больше толщины пластины из диэлектрика, вдвигают эту пластину из диэлектрика (эбонит, стекло, воск) между обкладками конденсатора. При этом ёмкость конденсатора увеличится, что вызовет соответствующие уменьшение потенциала и уменьшение отклонения стрелки электрометра. После удаления диэлектрика стрелка электрометра вернётся в прежнее положение. Для успешного проведения опыта необходимо, чтобы изоляция была высокого качества.

Вещества – проводники тока и вещества-изоляторы

Оборудование: два электрометра, стеклянная палочка, металлическая палочка, деревянная палочка, электрофорная машина (рис. 4.9).



Рис. 4.9

Порядок проведения опыта.

Электрометр заряжают от электрофорной машины и стеклянной палочкой соединяют с незаряженным электрометром – перетекания зарядов при этом не происходит. По деревянной палочке перетекание зарядов происходит медленно, по металлической проволоке – очень быстро.

Лекционные демонстрации по электромагнетизму, разработанные

на кафедре общей и прикладной физики ВлГУ, представлены в работе А. Ф. Галкина, Л. В. Грунковой, В. В. Дорожкова [1]. В изучении курса общей физики по разделу «Электромагнетизм» и получении наглядного представления о физических законах может помочь видеокурс В. И. Гервидса [2].

Вопросы для самоконтроля

1. Каково основное отличие диэлектриков от проводников?
2. Перечислите виды поляризации диэлектриков и поясните их особенности.

3. Напишите формулу поляризованности диэлектриков.
4. Как формируется поле диэлектрика, расположенного между пластинами конденсатора?
5. Сформулируйте теорему Гаусса для поля в диэлектрике.
6. Напишите формулу для вектора электрического смещения.
7. Сформулируйте граничные условия для векторов E и D .

Лекция № 5

ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

План

1. Проводники: определение, проводимость, распределение заряда в проводнике в отсутствие внешних электрических полей.
2. Напряжённость поля вблизи поверхности проводника. Механизм образования поля на поверхности проводника. Зависимость плотности распределения заряда от кривизны поверхности проводника.
3. Распределение заряда по проводнику в электростатическом поле. Электрическая индукция. Электростатическая защита.
4. Электроёмкость. Конденсаторы.
5. Энергия заряженного проводника. Энергия заряженного конденсатора.
6. Энергия электростатического поля.

1. Проводники: определение, проводимость, распределение заряда в проводнике в отсутствие внешних электрических полей

Проводниками называют материальные тела, в которых при наличии электрического поля возникает движение зарядов, т. е. электрический ток (металлы, электролиты, плазма). На прошлой лекции мы рассмотрели вещества, называемые диэлектриками, – вещества с малой электрической проводимостью, но с большим удельным электрическим сопротивлением $\rho = 10^8 \div 10^{17} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. У проводников $\rho < 10^{-6} \div 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а свободных зарядов в 10^{15} раз больше, чем в диэлектриках. В основном проводниками являются металлы (лучшие – медь и серебро, у которых удельная электрическая проводимость $\sigma \sim 10^7 \text{ 1/Ом} \cdot \text{м}$).

Хороший проводник и хороший изолятор так же сильно различаются по своим электрическим свойствам, как жидкость и твёрдое тело – по механическим свойствам. Это неслучайно: и электрическое, и механическое поведение тела зависит от подвижности атомных частиц (электрическая проводимость – от подвижности носителей заряда: электронов и ионов; механические свойства – от подвижности атомов и молекул вещества). Некоторые вещества, например стекло, при изменении температуры на несколько сотен градусов меняют свои свойства, переходя из твёрдого состояния в жидкое, при этом из диэлектрика они превращаются в хороший проводник.

Распределение заряда в проводнике в отсутствие внешних электрических полей

Проводник электричества – твёрдое тело, в котором есть много «свободных» электронов, не связанных с ионами кристаллической решётки проводника. Электроны движутся свободно, но не покидают проводник. Когда нет внешних полей, электроны будут двигаться до тех пор, пока не расположатся так, что повсюду внутри проводника создастся нулевое результирующее электрическое поле (это происходит в доли секунды).

Если бы внутри проводника оставалось хоть какое-нибудь поле, то оно вынудило бы ряд электронов к продолжению движения. Таким образом, заряд внутри проводника распределяется так, чтобы выполнялось условие равновесия.

Внутри проводника при электростатическом равновесии электрическое поле отсутствует.

При этом из уравнения связи напряжённости с потенциалом будет следовать постоянство потенциала на поверхности проводника

$$E = -\text{grad}\varphi,$$

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

Из уравнения теоремы Гаусса

$$\text{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \text{ при } \vec{E} = 0$$

следует, что объёмная плотность заряда внутри проводника равна нулю ($\rho = 0$). Общий внутренний заряд проводника равен нулю.

Внутри проводника отсутствуют объёмные заряды. Это означает, что заряд проводника концентрируется на его поверхности в слое атомарной толщины. Конечно, внутри проводника имеются как положительные, так и отрицательные заряды, но они взаимно компенсируются. В целом внутренние области проводника нейтральны.

Как же распределяются заряды по поверхности проводника?

Электрическое поле возле самой поверхности проводника должно быть нормально к поверхности (\vec{E}_n) (рис. 5.1). Касательной составляющей быть не может ($\vec{E}_\tau = 0$). Если бы она была, то вдоль поверхности действовало бы электрическое поле, электроны двигались бы под действием этого поля и перераспределение заряда продолжалось.

В случае равновесия зарядов поверхность проводника эквипотенциальна ($\vec{E}_\tau = -\text{grad}\varphi$); $\varphi = \text{const}$.

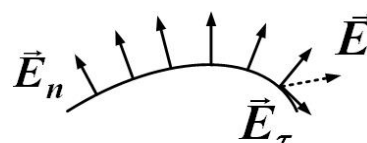


Рис. 5.1

Рассмотрим графически процесс формирования электрического поля внутри проводника. Возьмём однородно заряженную сферу и произвольную точку P внутри неё, которая расположена на некотором расстоянии от центра сферы (рис. 5.2).

r_1 и r_2 — расстояния от точки P до элементов площадей, которые проектируются на противоположных сторонах сферы при описании конуса, проходящего через точку P . Конус вырезает площадку S_1 на одной стороне сферы и площадку S_2 — на другой стороне. R_1 — радиус окружности первой площадки; R_2 — радиус окружности второй площадки. Закрашенные треугольники подобны, тогда получаем

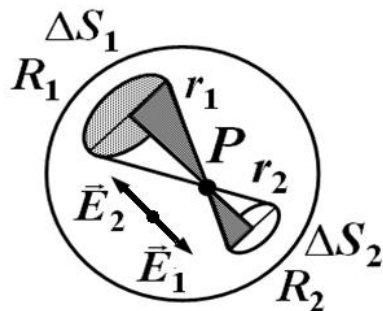


Рис. 5.2

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{R_1}{R_2},$$

$$S_1 = \pi R_1^2; S_2 = \pi R_2^2,$$

$$\frac{\pi R_1^2}{\pi R_2^2} = \frac{r_1^2}{r_2^2},$$

$$\frac{\Delta S_1}{\Delta S_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}.$$

Так как сфера заряжена равномерно, то заряд на каждой из площадок пропорционален площади данной площадки

$$\frac{\Delta q_2}{\Delta q_1} = \frac{\Delta S_2}{\Delta S_1} = \frac{r_2^2}{r_1^2},$$

$$q = \Delta S \sigma.$$

Найдём отношение напряжённостей полей, создаваемых обеими площадками в точке P

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{q_2 4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_2^2 q_1} = \frac{r_2^2 4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_2^2 r_1^2} = 1.$$

Так как электрические поля от площадок в данной точке противоположны по направлению, то они будут взаимно уничтожаться. Можно выбрать внутри сферы точку в любом месте и получить аналогичный результат. Итак, мы доказали, что поле внутри заряженной сферы равно нулю в любой его точке. Можно аналогично доказать, что внутри проводника любой формы (необязательно сферической) электрическое поле нулевое. Необходимо отметить, что такой результат мы получили благодаря закону обратных квадратов в теореме Гаусса.

2. Напряжённость поля вблизи поверхности проводника.

Механизм образования поля на поверхности проводника.

Зависимость плотности распределения заряда от кривизны поверхности проводника

Применяя закон Гаусса, можно связать напряжённость поля у самой поверхности проводника с локальной плотностью заряда на поверхности проводника.

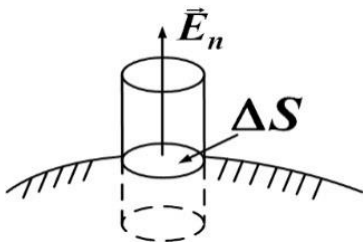


Рис. 5.3

Выделим на поверхности проводника элемент поверхности ΔS и построим прямой цилиндр, пересекающий эту поверхность. Применим к этому цилиндру теорему Гаусса (рис. 5.3)

$$\int_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0},$$

где S – вся поверхность цилиндра, q – заряд в объёме цилиндра.

Внутри цилиндра заряд находится только на поверхности проводника ΔS и характеризуется поверхностной плотностью заряда σ

$$q = \sigma \Delta S.$$

Внутри проводника поле равно нулю, и поток \vec{E} через часть цилиндра внутри проводника также равен нулю.

Поток через верхнюю часть цилиндра равен потоку через основание цилиндра

$$\int_S \vec{E} d\vec{S} = E_n \Delta S = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0}.$$

Таким образом, напряжённость поля на поверхности замкнутого проводника равна

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

Известно, что напряжённость поля бесконечной однородно заряженной плоскости равна

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}.$$

Получается, что слой зарядов на поверхности замкнутого проводника создаёт поле в два раза большее, чем незамкнутая заряженная поверхность. Покажем, как это получается.

Рассмотрим участок поверхности проводника ΔS (рис. 5.4).

Напряжённость поля вблизи поверхности проводника состоит из двух частей: \vec{E}_1 (создаётся зарядами на поверхности ΔS) и \vec{E}_2 (создаётся зарядами на остальной замкнутой поверхности). Заряды поверхности ΔS создают одинаковое поле с обеих сторон поверхности

$$\vec{E}_1 = \vec{E}'_1.$$

Все остальные заряды создают поле как над поверхностью, так и под ней, причём это внешнее поле непрерывно: \vec{E}'_2 – внутри проводника и \vec{E}_2 – на поверхности проводника. Внутри проводника поле равно нулю: $|\vec{E}'_1| = -|\vec{E}'_2|$, а на поверхности проводника поле удваивается

$$\vec{E} = 2\vec{E}_1.$$

Напряжённость поля вблизи поверхности проводника направлена по нормали к поверхности и равна

$$E_n \Delta S = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0},$$

$$E_n = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

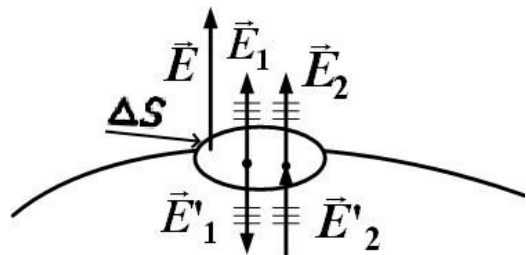


Рис. 5.4

Поверхность проводников эквипотенциальна. На больших расстояниях от проводника эквипотенциальные поверхности имеют форму сферы, по мере приближения к проводнику эквипотенциальные поверхности становятся схожими с формой поверхности проводника. Вблизи выступов они гуще, здесь напряжённость поля выше. Плотность зарядов на выступах велика. Заряд распределяется неравномерно по поверхности. Плотность распределения заряда зависит от кривизны поверхности. Вокруг острия проводника возникает ионизация газа – можно наблюдать свечение («огни Святого Эльма»). Ионы со знаком, противоположным заряду острия, притягиваются, компенсируя заряд острия; ионы одного знака отталкиваются, захватывая нейтральные молекулы газа, и возникает ощутимое движение газа – «электрический ветер». Эффективная демонстрация электрического ветра – вращение сегнетова колеса вследствие стекания заряда.

3. Распределение заряда по проводнику в электростатическом поле.

Электрическая индукция. Электростатическая защита

Итак, проводники – вещества, в которых под действием электрического поля возникает движение свободных зарядов (электрический ток). Вспомним: диэлектриками называются вещества, в которых под действием электрического поля не возникает перемещение зарядов. Заряды сдвигаются, возникает поляризация диэлектрика, и результирующее поле в диэлектрике равно разности полей: внешнего и внутреннего (рис. 5.5, а).

В проводнике, помещённом в электростатическое поле (см. рис. 5.5, б), положительные ионы устремляются по направлению поля, а отрицательные ионы и электроны – в противоположном направлении. Скопившись у поверхности проводника, они сами начинают создавать внутри тела электрическое поле, которое будет стремиться уничтожить первоначальное внешнее поле. Движение зарядов будет происходить до тех пор, пока перераспределение зарядов внутри проводника полностью не скомпенсирует внешнее поле. Поле внутри проводника равно нулю.



Рис. 5.5

Заряды, скопившиеся у поверхностей проводника, – индуцированные заряды. *Явление перераспределения поверхностных зарядов на проводнике при его помещении во внешнем электрическом поле называют электрической индукцией.*

Проводник разрывает линии напряжённости, они заканчиваются на индуцированных отрицательных зарядах и начинаются на положительных зарядах.

Электростатическая защита

Механизм уничтожения поля внутри проводника распределением заряда на его поверхности показывает, что внутренние части проводника не имеют к проводящим свойствам никакого отношения и их можно удалить. Остаётся проводящая замкнутая оболочка, и в пространстве, окружённом оболочкой, электрическое поле равно нулю. Замкнутая проводящая оболочка выполняет роль защитного экрана внутреннего пространства проводника от внешних полей.

Для защиты технических устройств от влияния внешних полей проводники делают не сплошными, а из сетки (для экономии материала), при этом экранирующие свойства сохраняются. Замкнутая проводящая оболочка называется клеткой Фарадея.

Во время урагана с молниями внутри автомобиля безопасно находиться не потому, что резиновые покрышки колёс изолированы от земли, а потому, что, если молния ударит в машину, заряды не попадут внутрь. Это и есть электростатическая защита.

Защитные свойства замкнутой проводящей поверхности решающим образом зависят от справедливости закона Гаусса. Сам закон

Гаусса выполняется, если справедлив закон Кулона, или закон обратных квадратов. Таким образом, опыт по экранировке – очень хорошая проверка закона обратных квадратов. Внутри экранированной полости нас охраняет сам Гаусс!

4. Электроёмкость. Конденсаторы

Электроёмкость. Потенциал проводника

Из равенства нулю напряжённости \vec{E} поля внутри проводника следует, что во всех точках проводника потенциал имеет одно и то же значение, т. е. для любых двух точек

$$A_{12} = \varphi(2) - \varphi(1) = \int_{(1)}^{(2)} \vec{E} d\vec{l} = 0.$$

Тогда потенциал проводника, если считать, что точка (2) находится на бесконечности, равен

$$\varphi(1) = \int_{(1)}^{\infty} \vec{E} d\vec{l}, \quad \varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}.$$

От чего зависит потенциал проводника?

Из формулировки видно, что потенциал φ прямо пропорционален заряду и, конечно, зависит от размеров и формы проводника, которые учитывает ёмкость проводника.

Электроёмкость проводника

Электроёмкостью проводника называют отношение заряда единичного проводника q к его потенциалу

$$\varphi = \frac{q}{C} \rightarrow C = \frac{Q}{\varphi}, \quad 1\text{Ф} = \frac{1\text{Кл}}{1\text{В}}.$$

Увеличение в некоторое число раз заряда проводника приводит к увеличению \vec{E} поля вокруг проводника; возрастает и работа по переносу единичного заряда из бесконечности на поверхность проводника, т. е. потенциал равен

$$(A = \int_{(1)}^{(2)} \vec{E} d\vec{l}).$$

А отношение q к φ останется величиной постоянной для данного проводника.

Фарада – это очень большая величина, обычно применяют ёмкости порядка микрофарад (10^{-6}Ф) и пикофарад (10^{-12}Ф). Так, ёмкость

Земли как уединённого отрицательно заряженного проводника составляет 700 мкФ

$$C_{\text{шара}} = \frac{q}{\varphi} = \frac{q4\pi\epsilon\epsilon_0 R}{q} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R.$$

Уединённые проводники обладают небольшой ёмкостью. С помощью параллельных пластин можно сделать устройство, обладающее гораздо большей электрической ёмкостью, чем шар.

Конденсатор

Конденсатором называют совокупность двух любых проводников с одинаковыми по абсолютному значению, но противоположными по знаку зарядами (обкладки конденсатора).

Ёмкость конденсатора равна

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2},$$

где $\varphi_1 - \varphi_2$ – разность потенциалов между обкладками конденсатора;

$$C = \frac{q}{U},$$

где U – напряжение между пластинами конденсатора.

Величина C определяется геометрией пластин обкладок конденсатора, а также диэлектрическими свойствами среды между обкладками.

Найдем C плоского конденсатора. S – площадь обкладок, q – заряд пластин конденсатора, d – расстояние между пластинами конденсатора.

Зная напряжённость поля между обкладками, получим

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S},$$

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2},$$

$$\varphi(2) - \varphi(1) = \int_{(1)}^{(2)} \vec{E} d\vec{e} = Ed = \frac{qd}{\epsilon\epsilon_0 S} = U,$$

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}.$$

Конденсатор может быть сферическим, цилиндрическим и плоским.

Конденсаторы необходимы для накапливания заряда при небольшом значении потенциала. Если бы мы захотели накопить заряд на шаре, то вскоре его потенциал подскочил бы и заряды стали бы стекать в воздух,

посыпались бы искры. Но если заряд поместить внутрь конденсатора большой ёмкости, то напряжение конденсатора будет небольшим.

Для конденсатора большой ёмкости необходимы большая площадь пластин конденсатора и малое расстояние между пластинками. Например, фольга с изолирующей бумагой, смотанная в трубку.

Помимо ёмкости C каждый конденсатор характеризуется предельным напряжением (разностью потенциалов между пластинами). При превышении этого напряжения проскакивает искра и разрушается диэлектрик, что приводит к выходу из строя конденсатора.

5. Энергия заряженного проводника. Энергия заряженного конденсатора

Энергия заряженного проводника

Взаимная потенциальная энергия двух зарядов равна

$$W_p = \frac{1}{4\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}}.$$

Энергия взаимодействия системы зарядов равна

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i,$$

где φ_i — потенциал, создаваемый всеми зарядами Δq , кроме q_i , в той точке, где помещается q_i .

Поверхность проводника рассматривают как систему точечных зарядов Δq . Поверхность эквипотенциальна.

Тогда энергия заряженного проводника

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \varphi \Delta q = \frac{1}{2} \varphi q = \frac{C \varphi^2}{2},$$

$$q = C \varphi.$$

Энергия заряженного конденсатора

Потенциал обкладки конденсатора (рис. 5.6) с зарядом $+q \rightarrow \varphi_1$;

$$\overline{\varphi_1} \mid +q$$

с зарядом $-q \rightarrow \varphi_2$.

$$\overline{\varphi_2} \mid -q$$

Тогда каждый элементарный заряд Δq , на которые можно разделить общий заряд $+q$, находится в точке с потенциалом φ_1 , а каждый из зарядов $-\Delta q$ — в точке с потенциалом φ_2 .

Рис. 5.6

Получим энергию заряженного конденсатора

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i = \frac{1}{2} [(+q)\varphi_1 + (-q)\varphi_2] = \frac{1}{2} q(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}.$$

6. Энергия электростатического поля

Энергию заряженного конденсатора выражаем через величины, описывающие поле между обкладками конденсатора,

$$U = \frac{q}{C}, \quad q = \frac{C}{U}, \quad W_p = \frac{q^2}{2C}, \quad W_p = \frac{CU^2}{2}, \quad W_p = \frac{q^2}{2C},$$

где q – заряд, создающий поле;

C – ёмкость проводника, создающего поле,

$$W = \int_V \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} dV,$$

где V – объём, занимаемый полем.

Подстановка в формулу $W_p = CU^2/2$ выражения $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$ для ёмкости даёт

$$W_p = \frac{CU^2}{2} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S U^2}{2d} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^2 Sd.$$

Частное U/d равно напряжённости поля в зазоре; произведение Sd представляет собой объём V , занимаемый полем.

Следовательно,

$$W = \int_V \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} dV.$$

Логично задать вопрос: где же локализована (сосредоточена) энергия, т. е. что является носителем энергии: заряды или поле? В пределах электростатики, которая изучает постоянные во времени поля неподвижных зарядов, дать ответ на этот вопрос невозможно. Постоянные поля и обусловившие их заряды не могут существовать обособленно друг от друга. Однако меняющиеся во времени поля могут существовать независимо от возбудивших их зарядов и распространяться в пространстве в виде электромагнитных волн. Опыт показывает, что электромагнитные волны переносят энергию. В частности, энергию, за счёт которой существует жизнь на Земле, электромагнитные волны доставляют от Солнца; энергию, заставляющую звучать радиоприёмник,

электромагнитные волны переносят от передающей станции и т. д. Эти факты заставляют признать, что носителем энергии является поле.

Если поле однородно (что имеет место в плоском конденсаторе), заключённая в нем энергия распределяется в пространстве с постоянной плотностью ω , равной энергии поля, разделённой на занимаемый полем объём. Тогда плотность энергии поля напряжённости E , созданного в среде с проницаемостью ϵ , равна

$$\omega = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}.$$

Эту же формулу можно представить в виде

$$\omega = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon}.$$

В изотропном диэлектрике направления векторов \vec{E} и \vec{D} совпадают, поэтому формуле для плотности энергии можно придать вид

$$\omega = \frac{ED}{2}.$$

Заменив в этой формуле D её значением ($D = \epsilon_0 E + P$), получим для ω следующее выражение:

$$\omega = \frac{E(\epsilon_0 E + P)}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{EP}{2}.$$

Первое слагаемое в этом выражении совпадает с плотностью энергии поля E в вакууме. Второе слагаемое, как мы сейчас докажем, представляет собой энергию, затрачиваемую на поляризацию диэлектрика.

Поляризация диэлектрика заключается в том, что заряды, входящие в состав молекул, смещаются из своих положений под действием электрического поля E . В расчёте на единицу объёма диэлектрика работа, затрачиваемая на смещение зарядов q_i на величины dr_i , равна

$$dA = \sum_{i=1}^N q_i dr_i E = Ed \left(\sum_{i=1}^N q_i r_i \right)$$

(для простоты мы считаем, что поле однородное).

Согласно формуле

$$p = \sum_i q_i r_i$$

сумма $\sum_{i=1}^N q_i r_i$ равна дипольному моменту единицы объёма, т. е. поляризованности диэлектрика P . Следовательно, $dA = EdP$. Вектор \vec{P}

связан с вектором \vec{E} соотношением $\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}$. Отсюда $d\vec{P} = \chi \epsilon_0 d\vec{E}$. Подставив это значение $d\vec{P}$ в $dA = \vec{E} d\vec{P}$, получим выражение

$$dA = \chi \epsilon_0 E dE = d\left(\frac{\chi \epsilon_0 E^2}{2}\right) = d\left(\frac{EP}{2}\right).$$

Наконец, произведя интегрирование, найдём для работы, затрачиваемой на поляризацию единицы объёма диэлектрика, выражение

$$A = \frac{EP}{2},$$

которое совпадает со вторым слагаемым в формуле

$$\omega = \frac{E(\epsilon_0 E + P)}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{EP}{2}.$$

Таким образом, выражения $\omega = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon}$ включают в себя кроме собственно энергии поля в $\frac{\chi \epsilon_0 E^2}{2}$ ещё и энергию $\frac{EP}{2}$, затрачиваемую при создании поля на поляризацию диэлектрика.

Зная плотность энергии поля в каждой точке, можно найти энергию поля, заключённую в любом объеме V . Для этого нужно вычислить интеграл

$$W = \int_V \omega dV = \int_V \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} dV.$$

В качестве примера вычислим энергию поля заряженного проводящего шара радиусом R , помещенного в однородный безграничный диэлектрик. Напряжённость поля в этом случае является функцией только от r

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

Разобьём окружающее шар пространство на концентрические шаровые слои толщиной dr . Объём слоя равен $dV = 4\pi r^2 dr$. В нём заключена энергия

$$W = \omega dV = \frac{\epsilon \epsilon_0}{2} \left(\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} \right)^2 4\pi r^2 dr = \frac{1}{2} \frac{q^2 dr}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r^2}.$$

Энергия поля равна

$$W = \int dW = \frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \int_R^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon R} = \frac{q^2}{2C}$$

($4\pi \epsilon_0 \epsilon R$ есть ёмкость шара).

Полученное нами выражение совпадает с выражением для энергии проводника, обладающего ёмкостью C и несущего на себе заряд q .

Примеры лекционных демонстраций с проводниками

Реактивные силы при истечении заряда с острия

Оборудование: лёгкая жестяная вертушка с двумя остриями, подставка с острым наконечником, электрофорная машина, соединительные провода (рис. 5.7).

Порядок проведения опыта. Вертушку подключают к положительному полюсу электрофорной машины. При большой напряжённости электрического поля произойдёт поляризация молекул воздуха вблизи острия вертушки. Затем по мере стекания зарядов с каждого острия вертушки ей будет передаваться импульс, и она начнёт вращаться.



Рис. 5.7

Зависимость поверхностной плотности электрических зарядов от кривизны поверхности проводника

Оборудование: электрофорная машина, проводник сложной формы.

Порядок проведения опыта. Проводник сложной формы заряжают от электрофорной машины и пробным шариком снимают заряд с различных точек его поверхности. Наибольшая плотность заряда оказывается на острие проводника, внутри проводника она равна нулю (рис. 5.8).



Рис. 5.8

Поверхность проводника и его объём эквипотенциальны

Оборудование: металлический кондуктор (проводник), электрофорная машина, пробный металлический шарик на изолирующей ручке, электрометр, провода соединительные.

Порядок проведения опыта. Потенциалы точек проводника, находящегося в электростатическом поле, одинаковые. Для демонстрации берут кондуктор с выступающей и вдающейся коническими торцовыми поверхностями и заряжают его. Пробный шарик соединяют достаточно длинной проволокой с демонстрационным электрометром и прикасаются им к какой-либо точке наэлектризованного кондуктора. Стрелка электрометра отклоняется на некоторый угол. Шарик перемещают по всей поверхности кондуктора (как наружной, так и внутренней) – отклонение стрелки не изменяется. Отклонение стрелки определяется зарядом, последний же зависит от потенциала тела, с которым соприкасается стержень электрометра.

Экранирующее действие проводников

Оборудование: клетка Фарадея, электрофорная машина, два султана, изолирующий лист, металлический лист, соединительные провода (рис. 5.9).



Рис. 5.9

Порядок проведения опыта. На металлический лист кладут лист пенопласта толщиной 4 – 8 см, а на него ставят клетку Фарадея, выполненную в виде цилиндра из сетки. Один бумажный султанчик помещают внутрь клетки, другой ставят на неё. Для демонстрации экранирующего действия проводников с помощью клетки Фарадея заземляют один полюс электрофорной машины с металлическим листом, другой полюс соединяют с клеткой. Бумажные полоски султана расходятся только на внешней поверхности заряженной клетки,

внутри клетки они не расходятся. Опыт можно наблюдать, если нет металлического листа и клетка Фарадея подсоединяется к одному полюсу электрофорной машины.

Истечение заряда с проводника

Оборудование: электрофорная машина, острие, свеча на подставке.

Порядок проведения опыта. На изолирующем штативе укрепляют металлический стержень с острием и соединяют его с одним из кондукторов электрофорной машины. Против острия ставят зажжённую свечу. При подаче заряда электрофорной машины на острие металлического стержня молекулы воздуха вблизи острия ионизируются и возникает поток ионов, направленный с острия («электрический ветер»), который сильно отклоняет пламя свечи и может её погасить (рис. 5.10).

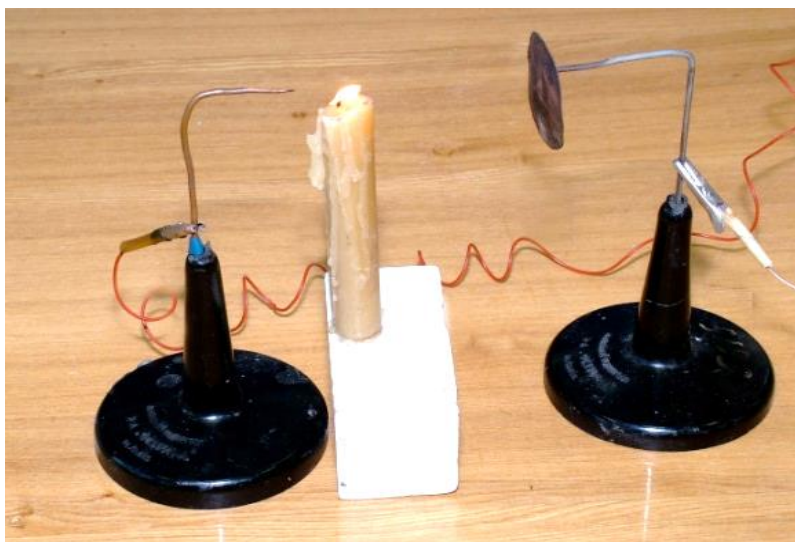


Рис. 5.10

Измерение разности потенциалов с помощью пламенного зонда

Оборудование: пламенный зонд, электрометр, штатив, наэлектризованная палочка.

Порядок выполнения опыта. Для измерения потенциалов в какой-либо точке электрического поля вокруг заряженного проводника используют пламенный зонд, представляющий собой небольшую часть тонкой свечи, укреплённой на изолирующем штативе. В пламя свечи помещают острие, которое с помощью проволоки соединено со стержнем электрометра.

Электрометр во время опыта помещают как можно дальше от зонда. Металлический шар заряжают наэлектризованной палочкой и подносят к нему на расстоянии 30 – 40 см зонд (рис. 5.11).



Рис. 5.11

Стрелка отклоняется, электрометр показывает разность потенциалов между острием, находящимся в данной точке поля, и землей. Зонд приближают к шару или удаляют от него и наблюдают большее или меньшее показание электрометра. Необходимость применять в этом

случае пламя объясняется тем, что оно в сочетании с острием способствует более быстрому снятию индуцированных зарядов, которые могут искажать поле. Затем зонд помещают в разных точках вокруг заряженного шара, где показания электрометра были бы одинаковы. Эти точки располагаются на эквипотенциальной поверхности, имеющей форму сферы. В качестве заряженного шара удобно брать сосуд Дьюара. Этот шар устанавливают на сухое стекло или на сухой пенопласт.

Лекционные демонстрации по электромагнетизму, разработанные на кафедре общей и прикладной физики ВлГУ, представлены в работе А. Ф. Галкина, Л. В. Грунковой, В. В. Дорожкова [1]. В изучении курса общей физики по разделу «Электромагнетизм» и получении наглядного представления о физических законах может помочь видеокурс В. И. Гервидса [2].

Вопросы для самоконтроля

1. Каково основное свойство проводников?
2. Как распределяются заряды в проводниках в отсутствие и в присутствии внешних электрических полей?
3. Докажите, что поле внутри проводника равно нулю.
4. Как формируется поле на поверхности проводника?
5. В чём заключается принцип электростатической защиты?
6. Дайте определение конденсатора и напишите формулы электроёмкости уединённого проводника и конденсатора.
7. Напишите формулы энергии проводника, конденсатора и электрического поля.

Лекция № 6

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

План

1. Электрический ток. Определение. Плотность тока.
2. Уравнение непрерывности.
3. Электродвижущая сила.
4. Закон Ома для однородного и неоднородного участков цепи.
5. Законы Кирхгофа.

6. Мощность тока.
7. Закон Джоуля – Ленца.
8. Основные представления электронной теории металлов, электронная теория электропроводности. Трудности классической электронной теории.

1. Электрический ток. Определение. Плотность тока

Постоянный ток – это движение электрических зарядов по проводнику с постоянной скоростью.

Ток может протекать в твёрдых телах (металлы, проводники); в жидкостях (электролиты); газах (газовый разряд). Чтобы создать ток, необходимо поддерживать электрическое поле внутри проводника.

Для протекания тока по проводнику необходимо создать разность потенциалов на концах проводника. При этом движение свободных электронов внутри проводника будет происходить со скоростью в десятые доли миллиметров в секунду. Таким образом, движение зарядов по проводнику происходит с очень малой скоростью.

Сила тока – это величина заряда, переносимого через рассматриваемую поверхность в единицу времени

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

Электрический ток может быть обусловлен движением как положительных, так и отрицательных носителей

$$I = \frac{dq^+}{dt} + \frac{dq^-}{dt}.$$

За направление тока принимают направление, в котором перемещаются положительные заряды (+).

Плотность тока – это вектор, численно равный силе тока dI через расположенную в данной точке перпендикулярную к направлению движения носителей площадку dS к величине этой площадки

$$j = \frac{dI}{dS}.$$

За направление вектора плотности тока принимают направление движения положительных зарядов.

Силу тока через произвольную поверхность можно выразить через плотность тока

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S}.$$

Ток, не изменяющийся во времени, называют *постоянным током*.
Для него

$$I = \frac{q}{t}.$$

В системе СИ единица силы тока – ампер (А). Электрический ток, обусловленный движением свободных зарядов в проводнике, называют *током проводимости*.

2. Уравнение непрерывности

Пусть в среде, где течёт ток, имеем замкнутую поверхность S (рис. 6.1). Движение зарядов из области S создаёт ток. В самой области S происходит убыль заряда.

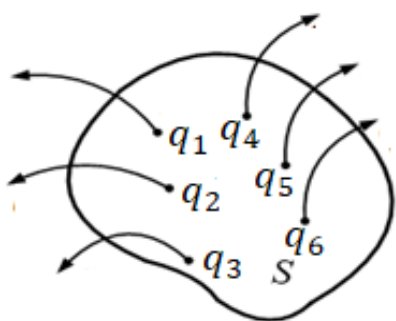


Рис. 6.1

Это отражается знаком «минус» в формуле тока

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

Зная, что $I = \oint_S \vec{j} d\vec{S}$, где \vec{j} – вектор плотности тока, получим

$$\oint_S \vec{j} d\vec{S} = -\frac{dq}{dt},$$

$$q = \sum \rho dV,$$

$$\oint_S \vec{j} d\vec{S} = -\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV.$$

По теореме Остроградского – Гаусса

$$\int_V \nabla \vec{j} dV = -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV.$$

Отсюда получаем уравнение непрерывности в дифференциальном виде

$$\nabla \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Уравнение непрерывности выражает закон сохранения заряда: в точках, где возникает ток (\vec{j}), убывает заряд.

Для постоянного тока $\nabla \vec{j} = 0$, т. е. вектор \vec{j} не имеет источников.

3. Электродвижущая сила

Для поддержания тока в проводнике необходимо поддерживать электрическое поле. Нужны сторонние силы, действующие либо на протяжении всей цепи, либо на участках цепи. Сторонние силы можно

охарактеризовать работой, которую они совершают над перемещающимися зарядами.

Величину, равную работе сторонних сил над единичным положительным зарядом, называют *электродвижущей силой* (ЭДС)

$$\varepsilon = \frac{A}{q},$$

единица измерения – вольт (В).

ЭДС создаётся сторонними силами, сторонними источниками – батареями питания, аккумуляторами.

Для сторонних сил

$$\vec{F}_{\text{стор}} = q\vec{E}_{\text{стор}}.$$

Тогда работа сторонних сил по перемещению электронов в проводнике

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F}_{\text{стор}} \vec{dl} = q \int_1^2 \vec{E}_{\text{стор}} \vec{dl}.$$

ЭДС будет равна

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 \vec{E}_{\text{стор}} \vec{dl}.$$

Кроме сторонних сил в замкнутой цепи на заряд действуют силы электростатического поля

$$q\vec{E}_{\text{эл}} = \vec{F}_{\text{эл}}.$$

Следовательно, результирующая сила, действующая на заряд в каждой точке электрической цепи, равна

$$A_{12} = q \int_1^2 \vec{E}_{\text{эл}} \vec{dl} + q \int_1^2 \vec{E}_{\text{стор}} \vec{dl} = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\varepsilon_{12}.$$

Величину, численно равную работе, совершаемой электростатическими и сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда, называют *падением напряжения* на этом участке электрической цепи.

Полное падение напряжения на участке цепи

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}.$$

Участок цепи, на котором не действуют сторонние силы, называют *однородным*. Если есть $\vec{F}_{\text{стор}}$, то участок цепи *неоднородный*.

В качестве источников питания применяют гальванические элементы, батареи, свинцовые аккумуляторы, используемые в автомобилях.

Заряды в проводнике перемещаются под действием внешнего электрического поля, создаваемого источником.

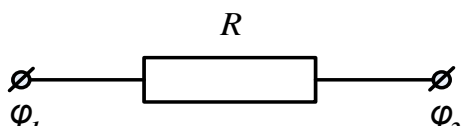
Когда цепь только замыкается, то электрическое поле не может быть одинаковым по всей длине провода. Пока происходит установление стационарного режима, электроны движутся быстрее там, где электрическое поле сильнее, и накапливаются, уменьшая это поле.

Постепенно электрическое поле становится одинаковым, а ток вдоль провода – постоянным. Электрические заряды движутся с очень небольшой скоростью $v_{\text{ср.эл}} \approx 0,1 \frac{\text{мм}}{\text{с}}$. Направленное движение электронов в результате действия электрического поля можно рассматривать как линейный дрейф на фоне хаотического движения электронов.

Предположим, что мы соединили батарею с лампочкой проводами длиной $L = 1$ м. Через какой промежуток времени лампочка загорится? Всё определяется скоростью распространения электрического поля вдоль проводника, а именно, $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Поэтому несмотря на малые скорости носителей электричества поле будет распространяться по проводу со скоростью света, и «зажгут» лампочку не те электроны, что были рядом с батареей, а те, которые располагались ближе к лампочке, так как при подключении источника направленное движение электронов начинается практически одновременно по всей длине провода.

4. Закон Ома для однородного и неоднородного участков цепи

В 1820 году немецкий учёный Георг Ом экспериментально установил закон, согласно которому сила тока, текущего по однородному металлическому проводнику, пропорциональна падению напряжения U на проводнике.



1. Для однородного участка цепи (рис. 6.2).

Закон Ома для участка цепи

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

$$U = \varphi_1 - \varphi_2.$$

2. В случае неоднородного участка цепи

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}.$$

Для замкнутой электрической цепи

(рис. 6.3) закон Ома $I = \frac{\varepsilon}{r + R}.$

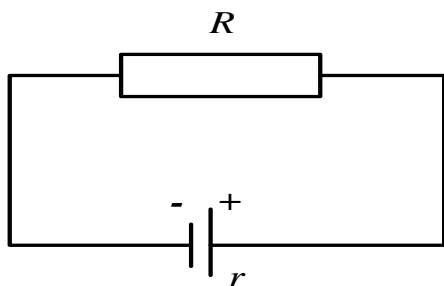


Рис. 6.3

Электрическое сопротивление участка проводника можно выразить через удельное электрическое сопротивление (ρ), длину проводника (l), площадь поперечного сечения проводника (S)

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

Закон Ома в дифференциальной форме

Введём в формулу закона Ома напряжённость электрического поля

$$I = \frac{U}{R} = \frac{US}{\rho l} = \frac{ES}{\rho},$$

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

где ρ – удельное электрическое сопротивление проводника,

$$\rho = \frac{1}{\sigma},$$

где σ – удельная электрическая проводимость.

Плотность тока можно выразить через удельную электрическую проводимость; эту формулу называют законом Ома в дифференциальной форме

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

Способность вещества проводить электрический ток характеризуется его удельным сопротивлением ρ или удельной проводимостью σ . Их величины определяются химической природой вещества и температурой.

Для металлов зависимость удельного сопротивления ρ от температуры t

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t^\circ).$$

Для неоднородного участка цепи

$$I = \frac{\varepsilon}{r + R},$$

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

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E}_{эл} + \vec{E}_{смор}).$$

С ростом температуры проводящие свойства металлов понижаются. При очень низких температурах, близких к абсолютному нулю ($-273\text{ }^{\circ}\text{C}$), сопротивление некоторых металлов уменьшается до нуля. Состояние металла с нулевым электрическим сопротивлением называют *сверхпроводимостью*.

5. Законы Кирхгофа

Расчёт электрических цепей значительно упрощается, если пользоваться законами Кирхгофа.

1. Первый закон Кирхгофа.

Алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю (рис. 6.4)

$$\sum_{i=1}^N I_i = 0.$$

Узлом называют место в электрической схеме, где сходится не менее трёх проводников.

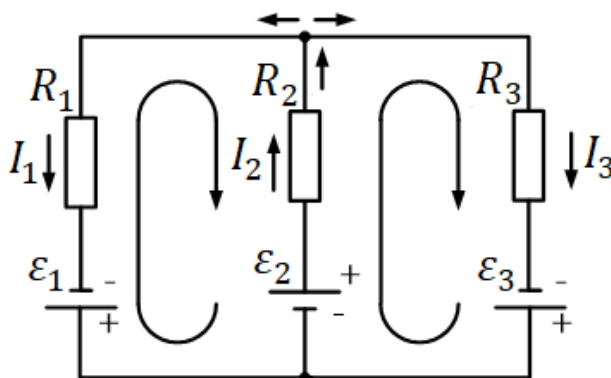


Рис. 6.4

2. Второй закон Кирхгофа.

В замкнутом контуре, содержащем источник тока, сумма падений напряжений на всех элементах контура равна сумме ЭДС, действующих в контуре,

$$\sum_{i=1}^N I_i R_i = \sum_{i=0}^N \varepsilon_i.$$

На рис. 6.5, а, б показан процесс выбора знака у ЭДС в зависимости от направления обхода контура.

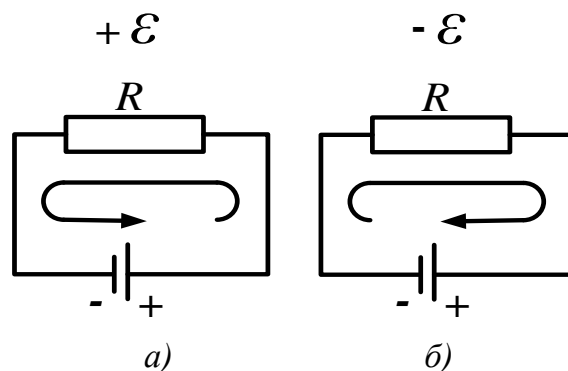


Рис. 6.5

Последовательность анализа электрической схемы:

- 1) выбираем направления протекания токов через активные сопротивления с учётом первого закона Кирхгофа;
- 2) произвольно выбираем направления обхода контуров;
- 3) записываем первый закон Кирхгофа для одного из узлов схемы;
- 4) записываем второй закон Кирхгофа для двух контуров;
- 5) составляем систему уравнений по первому и второму законам Кирхгофа

$$\begin{cases} I_1 + I_3 = I_2, \\ -I_1 R_1 - I_2 R_2 = -\varepsilon_1 - \varepsilon_2, \\ I_2 R_2 + I_3 R_3 = \varepsilon_2 + \varepsilon_3; \end{cases}$$

- 6) решая систему уравнений, находим значения всех трёх токов.

Если значение тока получается со знаком «минус», значит, его направление на рисунке надо изменить на противоположное.

6. Мощность тока

Запишем формулу работы

$$A = Eq l = Uq = Ult.$$

Тогда мощность тока будет равна

$$P = \frac{A}{t} = \frac{Ult}{t} = UI.$$

Мощность, развиваемая током на неоднородном участке цепи,

$$P = UI = (\varphi_1 - \varphi_2)I + \varepsilon_{12}I.$$

Единица измерения мощности – 1 Вт или 1 Дж/с.

7. Закон Джоуля – Ленца

Формулировка закона Джоуля – Ленца: количество тепла, выделяемого в проводнике при протекании электрического тока, равно квадрату тока, умноженному на сопротивление проводника и время протекания тока

$$Q = UIt = I^2 R t.$$

Удельная тепловая мощность – это количество тепла, выделяющегося в единице объёма в единицу времени,

$$dQ = RI^2 dt = \rho \frac{dl}{dS} (jdS)^2 dt = j^2 \mu t V dt.$$

Закон Джоуля – Ленца в дифференциальной форме

$$\frac{dQ}{dV dt} = j^2 \rho.$$

8. Основные представления электронной теории металлов, электронная теория электропроводности. Трудности классической теории

Если металл находится в твёрдой или жидкой фазе, то его атомы пребывают в ионизированном состоянии, т. е. расщепляются на несколько электронов и на положительный ион. Эти ионы, располагаясь в узлах кристаллической решётки, совершают небольшие колебания относительно положения равновесия и образуют твёрдый скелет металлического тела. Так называемые свободные электроны беспорядочно движутся в промежутках между ионами и образуют особого рода электронный газ. В отсутствие внешнего электрического поля эти электроны находятся в непрерывном тепловом движении; возникновение внешнего поля приводит к упорядоченному движению этих электронов в направлении действия поля, т. е. к появлению электрического тока. При столкновении электронов с ионами последним передается часть кинетической энергии, приобретённой под действием сил поля, что приводит к увеличению энергии теплового движения ионов, т. е. к нагреванию металла.

Все металлы – хорошие проводники электричества и тепла. С точки зрения электронной теории это совпадение объясняется не простой случайностью, а является следствием одной общей причины – присутствием свободных электронов.

Однако наиболее прямое доказательство того факта, что свободные электроны – носители тока в металлах, дали опыты американского физика Р. Толмена, измерившего силу электрических токов, возникающих в металлах при сообщении им ускорения и обусловленных отставанием свободных электронов от движения кристаллической решётки.

Чтобы определить зависимость электропроводности металлов от других физических величин, характеризующих их свойства, воспользуемся формулой

$$j = enut,$$

где j – плотность тока; e – заряд электрона; n – число свободных электронов в единице объема металла; u – средняя скорость движения электронов; m – масса электрона.

В первом приближении будем рассматривать электронный газ в металле как идеальный газ, т. е. в промежутках между столкновениями с другими электронами и ионами электроны движутся по законам движения материальных точек, подверженных действию только силы внешнего поля E . Под действием электрического поля электроны приобретают добавочную скорость u . Таким образом, после столкновения электроны теряют скорость u , а непосредственно перед столкновением

$$u = eEt/m,$$

где t – средняя продолжительность свободного полёта электрона.

Тогда среднее значение скорости будет равно

$$u_{\text{ср}} = eEt/2m.$$

С другой стороны, если l – средняя длина свободного пробега электрона, то

$$t = l/v,$$

где v – скорость беспорядочного теплового движения молекул.

Поскольку скорость теплового движения электронов во много раз превышает скорость их направленного движения, получим

$$j = e^2nlE/2mv.$$

Таким образом, плотность тока оказывается пропорциональна напряженности электрического поля, как того требует закон Ома. Коэффициент этой пропорциональности, т. е. электропроводность металла σ , равен

$$\sigma = e^2nl/2mv.$$

Развитие квантовой теории показало, что основные трудности электронной теории электропроводности металлов обуславливались

не столько упрощённостью основного допущения о существовании в металлах свободных электронов, сколько применением к этим электронам классической статистической механики. Согласно квантовой теории электронный газ подчиняется не классической статистике, а статистике Ферми – Дирака. При высоких температурах и малой плотности газа выводы обеих статистик одинаковы.

Представление о свободном движении электронов в металлах лишь первое приближение к действительности. Это проявляется, во-первых, в тех трудностях, с которыми сталкивается теория свободных электронов даже при качественном объяснении целого ряда явлений, например эффекта Холла. Во-вторых, во всех количественных выводах теории фигурирует свободный пробег электронов, а величина этого пробега может быть определена только при учёте взаимодействия электронов с кристаллической решёткой. Ещё более существенна принципиальная неудовлетворительность теории, исходящей из представлений о свободном или почти свободном движении электронов в металлах. Ведь каждый электрон испытывает в металле колоссальное воздействие со стороны окружающих его электронов и ионов. Поэтому последовательная теория должна объяснить, как и почему, несмотря на это воздействие, движение электронов рассматривают как свободное. Эта задача была решена современной квантовой теорией металлов.

Вопросы для самоконтроля

1. Каким образом возникает электрический ток проводимости?
2. На каких представлениях базируется классическая электронная теория металлов?
3. Назовите основные характеристики электрического тока.
4. Напишите уравнение непрерывности и дайте оценку его значения.
5. Напишите уравнение ЭДС.
6. Напишите уравнение закона Ома для участка цепи и для замкнутой цепи, а также уравнение полного падения напряжения на участке замкнутой цепи.
7. Напишите правила Кирхгофа и продемонстрируйте их применение для электрической схемы, состоящей из нескольких контуров.

МАГНЕТИЗМ

Лекция № 7

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВАКУУМЕ

План

1. Понятие магнитного поля. Магнитная индукция.
2. Поле движущегося заряда.
3. Закон Био – Савара – Лапласа.
4. Сила Лоренца.
5. Сила Ампера.
6. Взаимодействие двух проводников с током.
7. Контур с током в магнитном поле.
8. Магнитное поле контура с током.
9. Теорема Гаусса для магнитного поля.

1. Понятие магнитного поля. Магнитная индукция

Электрические заряды, покоящиеся относительно выбранной нами системы отсчёта, имеют вокруг себя электрическое поле.

Электрическое поле – частная форма проявления (наряду с магнитным) электромагнитного поля, определяющая действие на электрический заряд силы, не зависящей от скорости движения заряда.

Магнитное поле – силовое поле, действующее на движущиеся электрические заряды или проводники с током в этом поле. Это название возникло вследствие обнаружения в 1920 году датским учёным Х. Эрстедом действия на магнитную стрелку поля, создаваемого протекающим по проводнику, замкнутому на клеммы вольтовой батареи, току.

Основная характеристика магнитного поля – магнитная индукция \vec{B} . Магнитное поле, в отличие от электрического, не оказывает действия на покоящийся заряд. Сила возникает лишь тогда, когда заряд движется.

Сохраняется принцип суперпозиции: поле \vec{B} , порождённое несколькими движущимися зарядами, равно векторной сумме полей \vec{B}_i от каждого заряда

$$\vec{B} = \sum_i \vec{B}_i.$$

Связь индукции магнитного поля с напряжённостью магнитного поля (\vec{H})

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

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{\text{м}}$ – магнитная постоянная, μ – относительная магнитная проницаемость среды.

2. Поле движущегося заряда

Рассмотрим магнитное поле, создаваемое в некоторой точке P (рис. 7.1) точечным зарядом q , движущимся со скоростью \vec{v} .

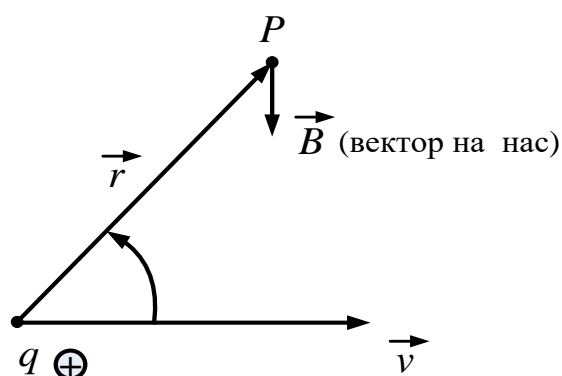


Рис. 7.1

Вид функции установлен экспериментально

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q[\vec{v}, \vec{r}]}{r^3}.$$

Вектор \vec{B} , Тл, в каждой точке направлен перпендикулярно плоскости, в которой расположены векторы \vec{v} и \vec{r} , и в сторону движений правого винта (если заряд положителен).

3. Закон Био – Савара – Лапласа

Французские физики Ж. Био и Ф. Савар экспериментально установили закон для определения вектора индукции магнитного поля, порождаемого постоянным электрическим током, а французский физик, математик, астроном П.-С. Лаплас в общем виде сформулировал этот закон.

Определим индукцию магнитного поля от проводника с током в произвольной точке P (рис. 7.2).

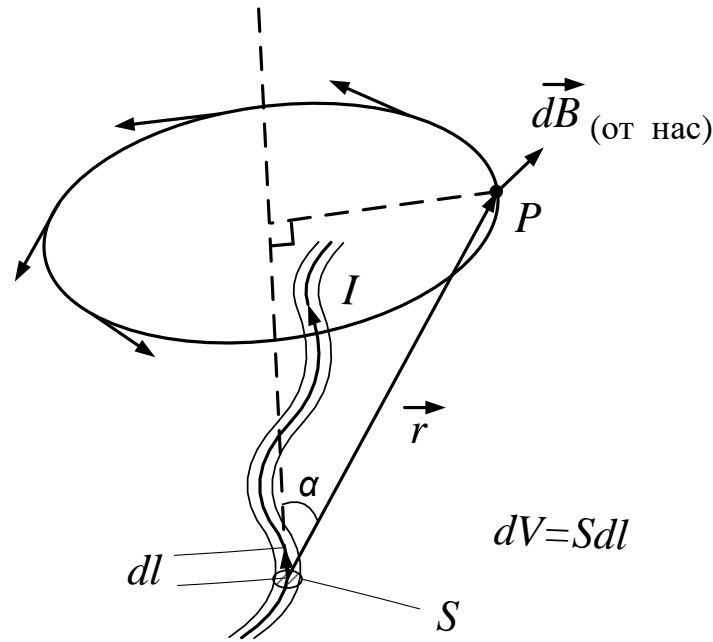


Рис. 7.2

Для малого элемента провода (dl) объёмом (Sdl)

$$\vec{dB} = \langle \vec{B} \rangle nSdl,$$

$$\begin{aligned} \vec{dB} &= \frac{\mu_0 qn[\vec{v}, \vec{r}]Sdl}{4\pi r^3} = \frac{\mu_0 [qn\vec{v}, \vec{r}]Sdl}{4\pi r^3} = \frac{\mu_0 [\vec{j}, \vec{r}]Sdl}{4\pi r^3} = \frac{\mu_0 \vec{j}[d\vec{l}, \vec{r}]S}{4\pi r^3} = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}, \end{aligned}$$

где \vec{v} – скорость упорядоченного движения носителей тока;

S – площадь поперечного сечения проводника с током;

n – число носителей (электронов) в единице объёма проводника;

$nSdl$ – число носителей в элементе объёма проводника;

$qn\vec{v}$ – плотность тока (\vec{j});

$Sj = I$ – ток;

$\vec{j}\vec{n}\Delta S$ – количество зарядов, текущих через ΔS в единицу времени.

Вектор $d\vec{B}$ направлен перпендикулярно плоскости, в которой расположены векторы $d\vec{l}$ и \vec{r} ,

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\vec{l} \sin \alpha}{r^2} \vec{n},$$

где α – угол между $d\vec{l}$ и \vec{r} .

Если мы имеем проводник с током, то линии магнитной индукции можно представить как систему охватывающих провод концентрических колец, замкнутых вокруг проводника по правилу правого винта

(рис. 7.3). Вектор, касательный в каждой точке этих линий, будет вектором магнитной индукции поля в данной точке. Как видим, линии магнитной индукции замкнуты сами на себя, в отличие от линий напряжённости электрического поля, которые замкнуты на электрические заряды. Магнитные заряды до настоящего времени в природе не обнаружены.

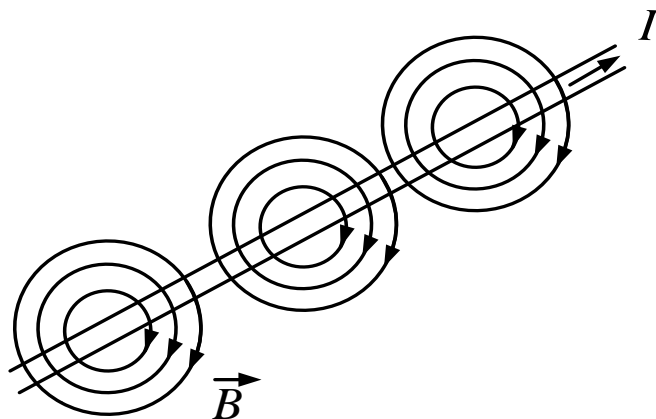


Рис. 7.3

4. Сила Лоренца

На заряд, движущийся в магнитном поле, действует сила, которую называют магнитной силой, или силой Лоренца,

$$\vec{F} = q[\vec{v}, \vec{B}],$$

$$F = qvB\sin\alpha.$$

Магнитная сила направлена перпендикулярно плоскости, в которой лежат векторы \vec{v} и \vec{B} ; для положительного заряда её направление определяют по правилу левой руки (рис. 7.4, а), а для отрицательного заряда вектор силы будет направлен в противоположную сторону (рис. 7.4, б).

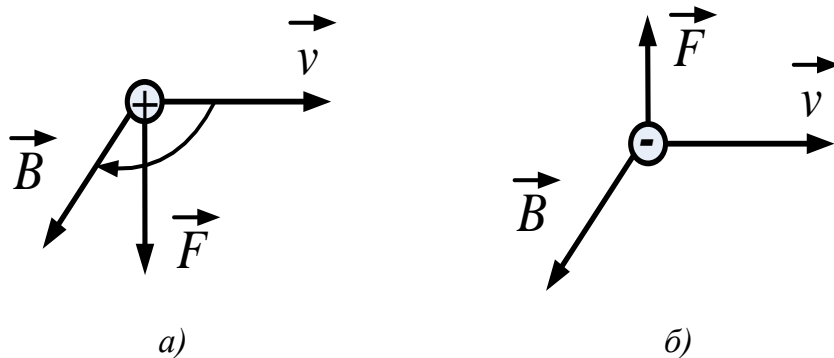


Рис. 7.4

Магнитная сила перпендикулярна скорости частицы, а значит, работа этой силы не совершается и энергия частицы не меняется

$$\vec{F}_n \perp \vec{v}, \quad A = 0.$$

Если есть воздействие на заряженную частицу электрического и магнитного полей, то общая сила Лоренца будет равна

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}].$$

Если заряженная частица влетает в магнитное поле перпендикулярно линиям магнитной индукции, то она движется по окружности вокруг линий магнитной индукции. Сила \vec{F} на рис. 7.5 будет направлена перпендикулярно плоскости листа, за лист и перпендикулярно вектору скорости.

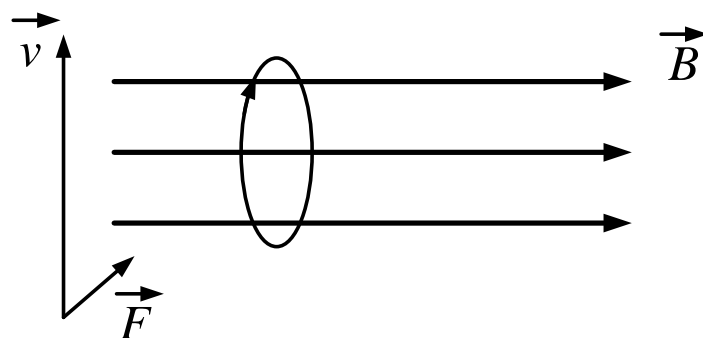


Рис. 7.5

Если частица влетает под некоторым углом к линиям магнитной индукции, то траектория движения будет винтовой (рис. 7.6). Векторы скорости частицы и силы Лоренца взаимно перпендикулярны.

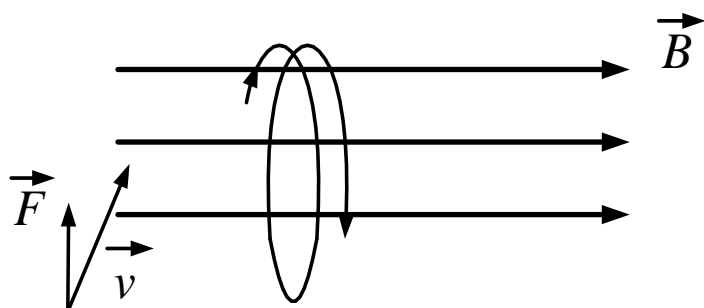


Рис. 7.6

Сила Лоренца не меняет величину скорости частицы, а меняет направление движения влетевшей в это поле заряженной частицы.

5. Сила Ампера

Рассмотрим проводник с током в магнитном поле. На каждый носитель заряда действует сила Лоренца

$$\vec{F} = q[\vec{v}, \vec{B}].$$

Тогда на элемент проводника с током в магнитном поле будет действовать сила, названная именем французского учёного Андре-Мари Ампера, экспериментально её определившего (закон Ампера),

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

$$F = IBdl\sin\alpha.$$

Направление действия силы Ампера определяют по правилу правого винта (левой руки) (рис. 7.7).

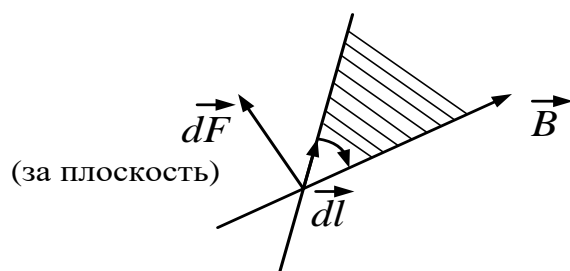


Рис. 7.7

6. Взаимодействие двух проводников с током

Имеем два проводника с токами I_1 и I_2 (рис. 7.8).

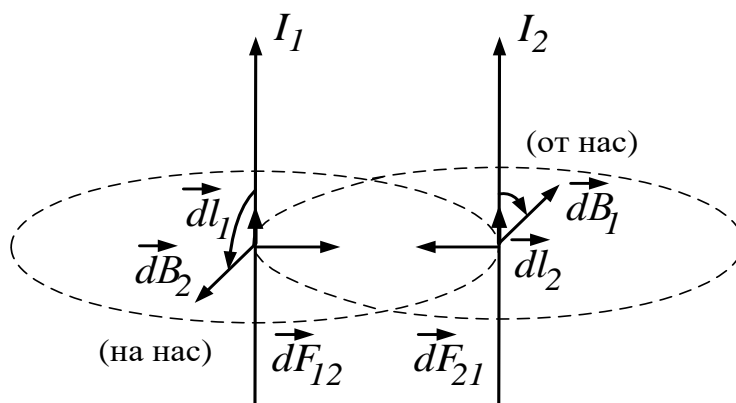


Рис. 7.8

По закону Био – Савара – Лапласа на проводник I_2 действует магнитное поле, созданное током I_1 , и оно определено индукцией магнитного поля \vec{B}_1 . На проводник I_1 действует магнитное поле со стороны тока I_2 , и оно определено действием магнитного поля \vec{B}_2 .

По закону Ампера на проводник с током в магнитном поле действует сила Ампера

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

Её направления для каждого проводника определим по правилу правого винта.

Например:

$$dF_{21} = I_2 B_1 dl \sin \alpha,$$

$$\alpha = 90^\circ, \sin \alpha = 1,$$

$$dF_{21} = I_2 B_1 dl.$$

Известно, что индукция поля прямого тока (рис. 7.9) равна

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b}.$$

На единицу длины тока действует сила ампера, равная

$$F_{21} = I_2 B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_2 I_1}{b},$$

$$F_{12} = I_1 B_2 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{b}.$$

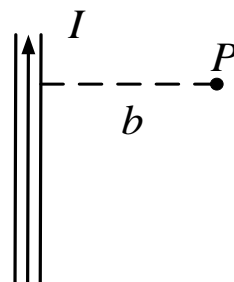


Рис. 7.9

При одинаковых направлениях протекания токов провода с токами будут притягиваться, а при разных направлениях – отталкиваться (рис. 7.10).

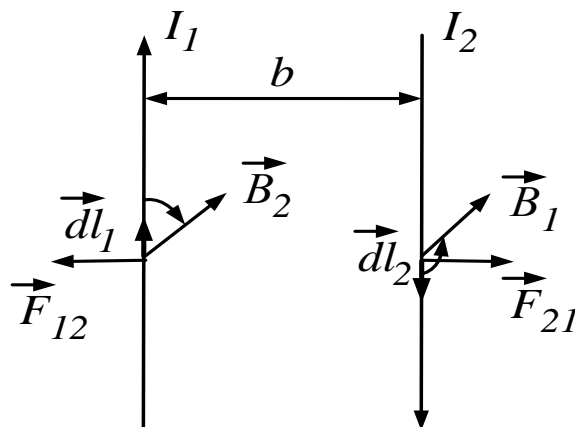


Рис. 7.10

7. Контур с током в магнитном поле

В однородном магнитном поле на магнитный диполь (например, магнитная стрелка компаса) не действует никакая результирующая сила. Сила, действующая в одном направлении на её северный полюс, уравновешивается силой, действующей на её южный полюс. Однако действует вращающий момент сил (рис. 7.11). Имеем контур с током I ; \vec{n} – единичный вектор нормали к плоскости контура, направленный по правилу правого винта; \vec{p}_m – дипольный магнитный момент контура с током.

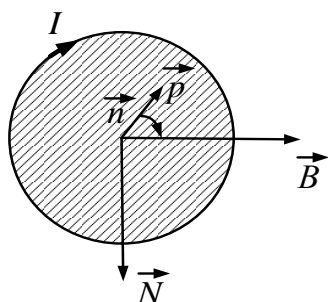


Рис. 7.11

Дипольный магнитный момент контура с током

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

$$p_m = IS.$$

Направление \vec{p}_m совпадает с \vec{n} .

Вращающий момент

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

\vec{N} определяет направление оси вращения.

В магнитном поле с индукцией \vec{B} на рамку с током вращающий момент \vec{N} действует так, что стремится развернуть рамку, чтобы её дипольный магнитный момент был направлен вдоль вектора \vec{B} ($\vec{N} = [\vec{p}, \vec{B}]$) (рис. 7.12).

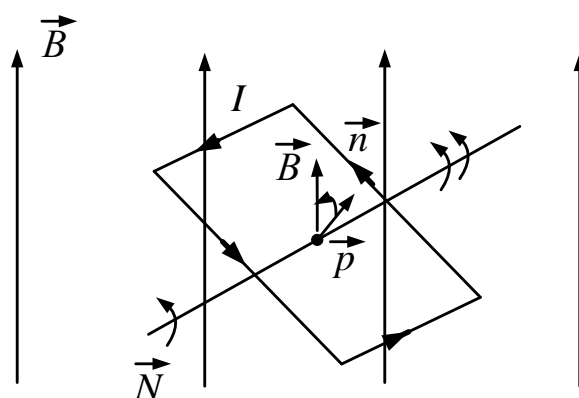


Рис. 7.12

Направление момента \vec{N} перпендикулярно плоскости вращения.
 $\vec{N} = [\vec{p}, \vec{B}]$ определяет направление оси вращения.

Контур с током считается магнитным диполем аналогично тому, как положительный и отрицательный одинаковые заряды составляют электрический диполь.

Если взять электрон в атоме, то он образует микроскопическую рамку с током. Для положительно заряженной частицы дипольный магнитный момент направлен вниз, а для отрицательно заряженного электрона, наоборот, вверх.

Атом обладает магнитным моментом, складывающимся из орбитальных магнитных моментов электронов и спиновых магнитных моментов электронов. Поведение вещества в магнитном поле определяется полным магнитным моментом атомов вещества.

8. Магнитное поле контура с током

Рассмотрим поле, создаваемое током, текущим по круговому контуру. Определим индукцию в центре кругового тока (рис. 7.13).

Каждый элемент тока dl создаст по закону Био – Савара – Лапласа в центре контура индукцию dB

$$dB = \frac{\mu_0 I dl}{4\pi r^2},$$

$$\alpha = 90^\circ.$$

Проинтегрируем последнее уравнение по всему контуру

$$B = \oint \frac{\mu_0 I}{R^2 4\pi} dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} 2\pi R = \frac{\mu_0 2(I\pi R^2)}{R^3 4\pi} = \frac{\mu_0 2p_m}{R^3 4\pi},$$

где p_m – дипольный магнитный момент, $p_m = IS$.

Направление вектора магнитной индукции \vec{B} контура с током совпадает с положительной нормалью к контуру, т. е. с p_m .

Таким образом, магнитное поле контура с током равно

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 2\vec{p}_m}{R^3 4\pi}.$$

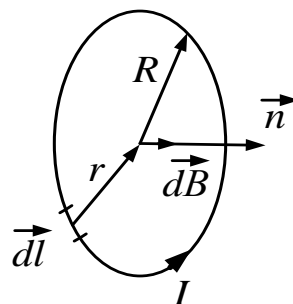


Рис. 7.13

9. Теорема Гаусса для магнитного поля

Поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю

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

Таким образом, сколько линий магнитной индукции вошло в поверхность, столько и вышло; линии магнитной индукции замкнуты сами на себя, они нигде не начинаются и нигде не кончаются – магнитных зарядов нет. Пока экспериментально нигде еще не нашли только положительный полюс магнита или только отрицательный; они составляют единое целое.

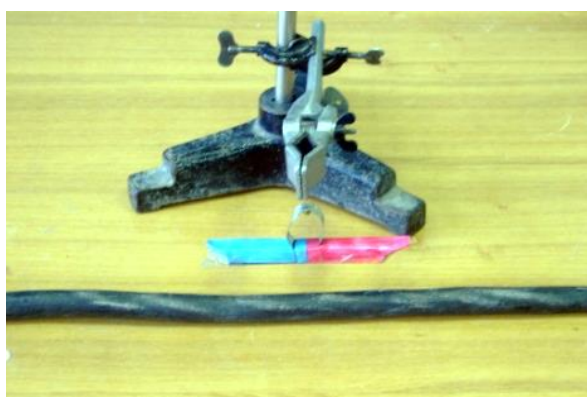
Аналога магнитного заряда нет. Нет магнитных зарядов, из которых исходили бы линии \vec{B} . Откуда же берутся линии \vec{B} ?

Магнитное поле появляется в присутствии токов, оно вторично по отношению к электрическому полю. Линии \vec{B} образуют замкнутые петли вокруг токов.

Примеры лекционных демонстраций по магнетизму

Магнитное поле тока

Оборудование: провод, магнит, источник тока (рис. 7.14, а, б).



а)



б)

Рис. 7.14

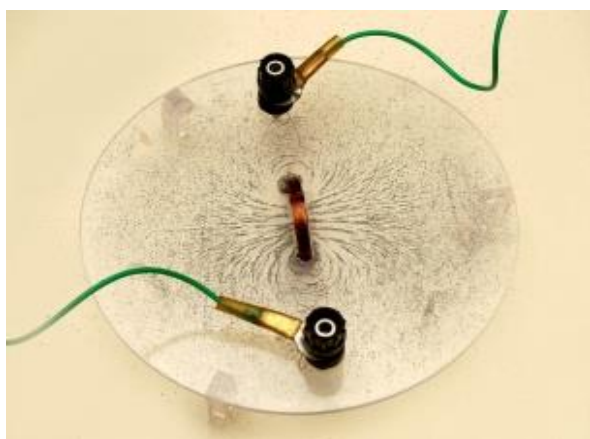
Порядок выполнения опыта. Магнитную стрелку располагают над проводом или под ним. При включении тока наблюдают отклонение стрелки. Отклонение тем больше, чем больше ток. Опыт будет наглядным, если по проводу пропустить ток 500 – 700 А. В этом случае используют большую стрелку из картона, наклеенную на постоянный магнит. Концы стрелки окрашивают в красный и синий цвета. Магнит укладывают на стекло или подвешивают на штативе. При этом стрелка поворачивается. Опыт масштабный и хорошо виден с любого места в аудитории.

Магнитные силовые линии постоянных магнитов

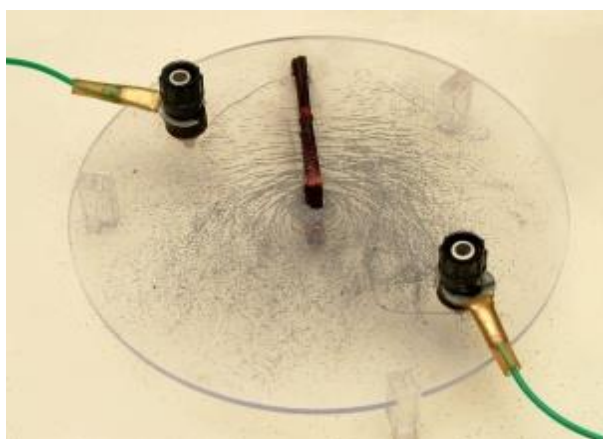
Оборудование: магниты дугообразные и прямые, железные опилки, стрелка магнитная, проекционный фонарь, набор проводников разной конфигурации, выпрямитель ВС 4-12, соединительные провода.

Порядок проведения опыта. Постоянный магнит, стальное кольцо или стержень помещают между стеклами и посыпают железными опилками, которые образуют цепочки «силовых линий». Опыт демонстрирует эффекты намагничивания железа (стали), экранировку. Результат наблюдают в проекции на экране.

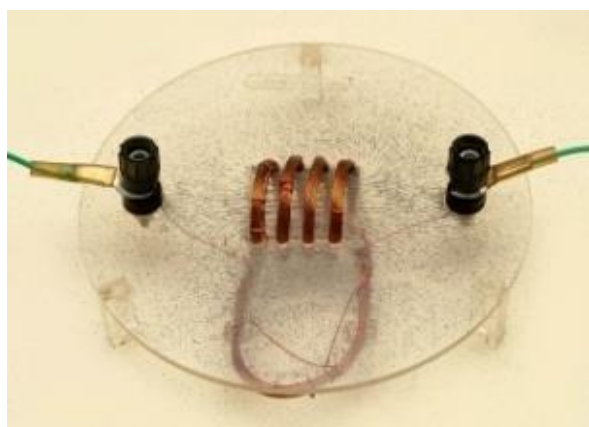
Порядок проведения опыта. В проекции на экране наблюдают силовые линии магнитного поля кругового тока, прямого тока и катушки с током, полученные с помощью железных опилок на стекле (рис. 7.15, а, б, в). Во время опыта следует постукивать по стеклу карандашом. Берут органическое стекло. Катушку наматывают медным проводом в лаковой изоляции непосредственно через отверстия в стекле.



а)



б)



в)

Рис. 7.15

Действие магнитного поля на ток

Оборудование: магниты дугообразные, скоба проволоочная, амперметр демонстрационный, штатив универсальный, выпрямитель ВСЧ-12, ключ, провода соединительные.

Порядок проведения опыта. Установку собирают по схеме (рис. 7.16), включают ток в одном направлении. Прямой проводник, помещённый между полюсами магнита, выталкивается или втягивается в межполюсное пространство в зависимости от расположения полюсов и направления тока.

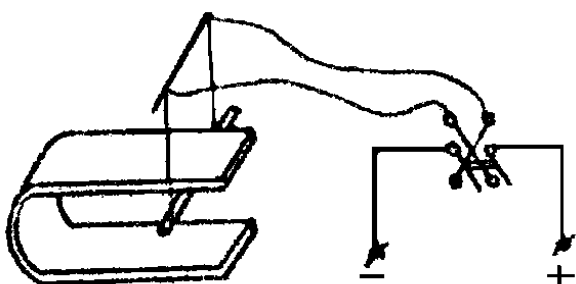


Рис. 7.16

Эти опыты демонстрируют правило левой руки, связывающее направление тока, силовых линий поля и силы, действующей на проводник.

При наличии мощного магнита опыт проходит более эффектно (рис. 7.17, а, б). Через проводник сечением не менее 1 см^2 (например, используемый в электросварке) и длиной около 10 м пропускают ток 600 – 700 А. Середина провода располагается между полюсами большого дугообразного магнита. Под действием тока относительно тяжёлый провод выбрасывается магнитным полем из межполюсного промежутка вверх (рис. 7.17, б). Демонстрация даёт наглядное представление действия закона Ампера.



а)



б)

Рис. 7.17

Действие магнитного поля на контур с током

Оборудование: свободно подвешенная небольшая рамка из медного провода, расположенная между полюсами магнита, при пропускании электрического тока ориентируется так, что её вектор магнитного момента всегда оказывается сонаправленным с вектором магнитной индукции витков; при токе 5 А рамка, подвешенная на гибком проводе (рис. 7.18), поворачивается в магнитном поле Земли.

Катушка с током в неоднородном магнитном поле

Оборудование: катушка, мощный магнит, выпрямитель ВС 442.

Порядок выполнения опыта.

Катушку подвешивают вблизи от конца сердечника магнита. При включении тока катушка надевается на стержень или отталкивается от него (рис. 7.19, а), а потом поворачивается и надевается в зависимости от направления поля тока в катушке (рис. 7.19, б).



Рис. 7.18



а)



б)

Рис. 7.19

«Прыгающие катушки»

Оборудование: две катушки, источник тока 220 В.

Порядок выполнения опыта. Две плоские круглые катушки (диаметр витка катушек 15 – 20 см), имеющие по 200 – 300 витков медной проволоки диаметром 0,7 – 1,0 мм, соединены параллельно длинными проводами (рис. 7.20). Катушки укладывают друг на друга на столе так,



Рис. 7.20

чтобы токи в них текли параллельно или антипараллельно. Затем катушки на короткий промежуток времени включают в сеть напряжением 220 В. В первом случае катушки притягиваются друг к другу, а во втором верхняя катушка высоко подскакивает.

Лекционные демонстрации по электромагнетизму, разработанные на кафедре общей и прикладной физики ВлГУ, представлены в работе А. Ф. Галкина, Л. В. Грунковой, В. В. Дорожкова [1]. В изучении курса общей физики по разделу «Электромагнетизм» и получении наглядного представления о физических законах может помочь видеокурс В. И. Гервидса [2].

Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определение магнитного поля, поясните природу его происхождения и его основные характеристики.
2. Напишите формулу магнитного поля, создаваемого движущимся зарядом в определенной точке.
3. Поясните закон Био – Саварра – Лапласа.
4. Что из себя представляют силовые линии магнитного поля?
5. Напишите формулу силы Лоренца и поясните её физический смысл.
6. Напишите формулу силы Ампера и поясните её физический смысл.
7. Поясните правило левой руки и приведите примеры его применения.
8. Нарисуйте форму траектории движения частицы, влетающей перпендикулярно силовым линиям магнитного поля и под определенным углом к силовым линиям.

9. Что из себя представляет магнитный диполь? Напишите формулу дипольного магнитного момента.

10. Напишите формулу теоремы Гаусса для магнитного поля и поясните вид формулы.

Лекция № 8

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

План

1. Намагниченность магнетика. Напряжённость магнитного поля. Магнитная восприимчивость вещества.
2. Природа магнетизма вещества.
3. Диамагнетизм.
4. Парамагнетизм.
5. Ферромагнетизм.

1. Намагниченность магнетика, напряжённость магнитного поля, магнитная восприимчивость вещества

Всякое вещество является магнетиком, т. е. способно под действием внешнего магнитного поля приобретать магнитный момент.

Намагниченность магнетика

$$\vec{J} = \frac{\sum \Delta V \vec{P}_m}{\Delta V},$$

где \vec{P}_m – магнитный момент одной молекулы; Δ – малый объём в окрестностях точки.

Напряжённость магнитного поля \vec{H} , $\frac{A}{m}$, её связь с намагниченностью магнетика и индукцией магнитного поля

$$\vec{J} = \chi \vec{H},$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0(1 + \chi)} \vec{B},$$

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

где $(1 + \chi) = \mu$ – относительная магнитная проницаемость вещества, χ – магнитная восприимчивость.

В зависимости от величины магнитной восприимчивости все магнетики подразделяются на три группы:

1) *диамагнетики* (например: Cu, Ag, Au и практически все газы)

$$\chi_m(-) = 10^{-11} \div 10^{-10} \text{ м}^3/\text{моль};$$

2) *парамагнетики* (например: Al, Na, K, Ca, O₂)

$$\chi_m(+) = 10^{-10} \div 10^{-9} \text{ м}^3/\text{моль};$$

3) *ферромагнетики* (например: Fe, Ni, Co, сплавы)

$$\chi_m(+) \approx 1 \text{ м}^3/\text{моль}.$$

2. Природа магнетизма вещества

Наиболее сильными магнитными свойствами обладают железо, никель, кобальт.

Все обычные вещества также обладают магнитными свойствами. Этот слабый магнетизм бывает двух сортов. Некоторые материалы притягиваются магнитным полем, другие отталкиваются им. Наличие двух знаков легко продемонстрировать с помощью сильного электромагнита: ферромагнитные материалы втягиваются в область сильного магнитного поля, остальные слабо притягиваются (парамагнетики, например алюминий), а есть такие, которые отталкиваются (диамагнетики, например висмут). Диамагнетизм всегда слаб.

Согласно боровской модели атома в каждом атоме электроны движутся вокруг центрального ядра (рис. 8.1). При этом возникает

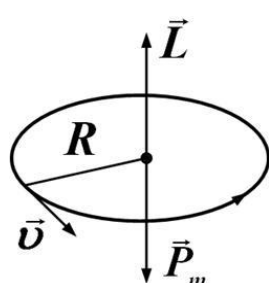


Рис. 8.1

механический момент импульса L и магнитный момент P_m .

Движение электрона вокруг ядра атома можно рассматривать как ток; тогда возникающий магнитный момент будет равен

$$P_m = IS,$$

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{e}{T},$$

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

$$S = 2\pi R^2,$$

$$P_m = \frac{\Delta q}{\Delta t} S = \frac{e}{T} \pi R^2 = \frac{ev\pi R^2}{2\pi R} = \frac{evR}{2},$$

$$|P_m| = IS = \frac{evR}{2}.$$

Орбитальный механический момент электрона вокруг атома

$$|L| = |mvR|.$$

Тогда орбитальный магнитный момент электрона (знак «минус») вокруг атома

$$\vec{P}_m = -\frac{e}{2m} \vec{L}.$$

Орбитальный магнитный момент – это один из источников магнетизма вещества, но не единственная причина магнетизма вещества. Электроны обладают ещё и собственным магнитным моментом и механическим моментом (спином).

Магнитомеханическое (гиромангнитное) отношение для электрона

$$\frac{P_m}{L} = \frac{e}{2m}.$$

Спиновый механический момент и магнитный спиновый момент связаны

$$\vec{P}_{m \text{ спин}} = -\frac{e}{m} \vec{L}_{\text{спин}},$$

$$\frac{1h}{2 \cdot 2\pi} = \frac{h}{2} - \text{спин электрона.}$$

Спиновый магнитный момент – вторая и основная причина магнетизма вещества, причём спиновый магнитный момент в два раза больше орбитального магнитного момента.

Вклады от спинового и орбитального магнитных моментов смешиваются, и результирующий собственный магнитный момент атома будет где-то между

$$-\frac{e}{2m} \vec{L} \text{ и } -\frac{e}{m} \vec{L}$$

Результирующий магнитный момент атома можно представить как

$$\sum \vec{P}_m = -K \left(\frac{q}{2m} \right) \vec{L},$$

где K – фактор Ланде, зависящий от вида атома.

В ядре атома протоны и нейтроны также имеют спиновый и собственный магнитные моменты, но они слабы по сравнению с магнетизмом, порождаемым электронами в атомах.

Магнитные свойства вещества обуславливаются главным образом собственными (спиновыми) магнитными моментами электронов.

Магнитный момент атома складывается из орбитальных и собственных магнитных моментов электронов.

3. Диамагнетизм

Итак, если где-то по соседству с атомом включается магнитное поле, то изменение внешнего магнитного поля приводит к изменению электрического поля.

При наложении магнитного поля на любое вещество его влиянию подвергаются траектории электронов. На заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле, действует сила Лоренца. Происходит перестройка траекторий всех электронов – дипольный магнитный момент становится пропорционален напряжённости внешнего магнитного поля.

Это индуцированный магнитный дипольный момент, который направлен противоположно внешнему магнитному полю (по закону электромагнитной индукции изменение поля приводит к появлению сил, препятствующих этому изменению)

$$\Delta P_m = -\frac{q^2 r^2}{4m} \vec{B}_{\text{внеш}}.$$

Это и есть проявление диамагнетизма вещества.

Диамагнитный эффект имеет место во всех веществах – газообразных, твёрдых, жидких (например: углекислый газ, ртуть, висмут, серебро, свинец, медь). Он мал и маскируется другими эффектами.

Диамагнетики не обладают магнитным моментом. У диамагнетиков магнитные моменты электронов скомпенсированы согласно принципу Паули. Диамагнетики в однородном магнитном поле устанавливаются перпендикулярно силовым линиям поля. Из неоднородного магнитного поля диамагнетики выталкиваются. Диамагнетизм вещества исчезает при снятии воздействия внешнего магнитного поля.

4. Парамагнетизм

Если бы все магнитные моменты были у всех атомов одинаково ориентированы, то получилось бы сильное внутреннее магнитное поле. Однако большинство магнитных моментов взаимно компенсируются. Согласно принципу Паули большинство электронов находятся в парах с противоположными спинами.

Есть вещества, в составе которых находятся атомы, обладающие постоянными магнитными моментами (кислород, алюминий, натрий, хром, марганец, медный купорос), т. е. суммарный магнитный момент исходно у этих веществ не равен нулю. В атомах этих веществ есть незаполненная внутренняя оболочка, то есть возникает нескомпенсированный спин. Несколько электронов внешней оболочки атома обычно спариваются со свободными электронами, и его магнитный момент компенсируется.

В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты атомов распределены по всем направлениям. Когда действует внешнее магнитное поле, то оно выстраивает эти маленькие магнетики так, что материал намагничивается и магнитные моменты атомов становятся однонаправленными

$$\vec{M}_{\Delta V} = \frac{N_{\text{ат}} \mu^2 \vec{B}_{\text{внеш}}}{3kt},$$

где $N_{\text{ат}}$ – число атомов в единице объёма магнетика.

Парамагнитный эффект сильнее выражен при низких температурах.

Возникающее магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем \vec{B} . В отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность парамагнетиков равна нулю. В парамагнетиках диамагнитный эффект перекрывается парамагнитным эффектом. При снятии внешнего магнитного поля эффект парамагнетизма исчезает.

5. Ферромагнетизм

Ферромагнетики – это материалы, в которых полный эффект магнитных моментов проявляется во много раз сильнее, чем у парамагнетиков (железо, кобальт, никель).

Например, у атома железа на внешней подоболочке находится четыре неспаренных электрона; т. е. четыре электрона у каждого атома железа создают нескомпенсированное магнитное поле. Они и формируют магнитные свойства железа.

Атомы находятся в узлах кристаллической решётки. Спины электронов на внешней подоболочке атома направлены в одну сторону и согласно принципу Паули стремятся повернуть спины витающих в

около свободных электронов проводимости (электронный газ) в противоположную сторону (рис. 8.2). Тогда спины электронного газа заставляют повернуться в противоположную сторону спины электронов других атомов в кристаллической решётке.

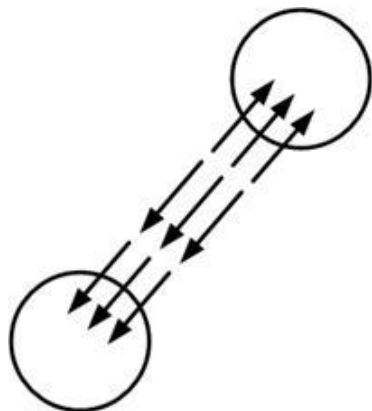


Рис. 8.2

Тенденция соседних спинов электронов атомов в узлах кристаллической решётки быть одинаково повернутыми есть результат действия промежуточной среды (свободные электроны), сориентированной противоположно.

Ферромагнетики обладают доменной структурой, в каждом домене магнитные моменты всех атомов направлены в одну сторону (рис. 8.3, б). Домены – области спонтанной намагниченности ферромагнетика, их размеры $10^{-7} - 10^{-5}$ см (рис. 8.3, а).

Если приложить к образцу внешнее магнитное поле, то произойдет переориентация доменов в направлении поля, при этом намагнитится весь образец (рис. 8.3, б).

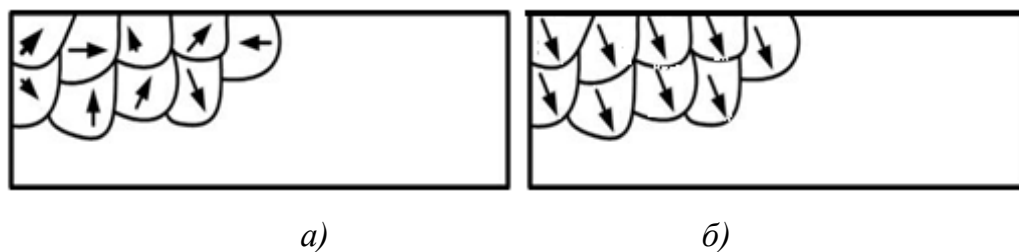


Рис. 8.3

У ферромагнетиков при отключении внешнего магнитного поля намагниченность не исчезает (остаточная не исчезающая намагниченность).

Внешнее магнитное поле, которое требуется для выстраивания доменов, может быть слабым по сравнению с результирующим магнитным полем в ферромагнетике. Это обстоятельство даёт способ значительного усиления магнитных полей, создаваемых токами в проводах (ферритовые антенны).

Кривая гистерезиса

Посмотрим, что происходит с ненамагниченным железным сердечником, когда внешнее магнитное поле $\vec{H}_{\text{вн}}$ возрастает от нулевого значения (рис. 8.4).

Магнитные домены стремятся сориентироваться по полю. В веществе возникает собственное сильное магнитное поле \vec{B} (кривая 0 – 1). Однако в конце концов область намагничивания достигает максимальных размеров. Возникает насыщение (точка 1). Увеличение внешнего магнитного поля уже не приводит к возрастанию собственного магнитного поля \vec{B} . Если затем $\vec{B}_{\text{вн}}$ уменьшать (кривая 1 – 2) и поменять его направление на противоположное, то поле в веществе будет уменьшаться, но по другому пути, так как образец сохранит остаточное магнитное поле, даже когда внешнее поле будет равно нулю. Возникнет постоянный магнит.

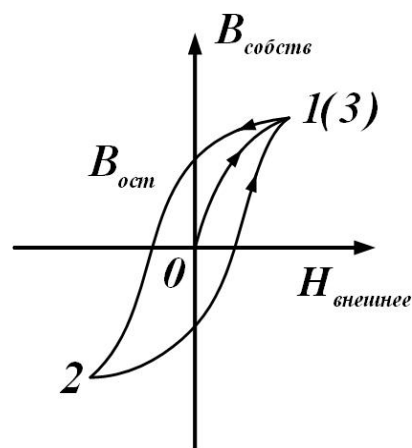


Рис. 8.4

Полученную петлю на рис. 8.4 называют кривой гистерезиса.

Когда возбуждающее внешнее магнитное поле совершает полный цикл, в веществе теряется его значительная энергия. Площадь внутри этой кривой пропорциональна потерям внешнего магнитного поля. Для каждого ферромагнетика существует определённая температура, при которой вещество теряет ферромагнитные свойства. Это точка Кюри. Для железа она составляет $768\text{ }^{\circ}\text{C}$, для никеля $365\text{ }^{\circ}\text{C}$. При температуре выше точки Кюри ферромагнетик становится парамагнетиком.

Защитить определённую область пространства от магнитных полей можно, если окружить её ферромагнитной стенкой. Тогда большинство линий индукции магнитного поля обойдут внутреннюю область и сконцентрируются в стенках ферромагнитного экрана (рис. 8.5).

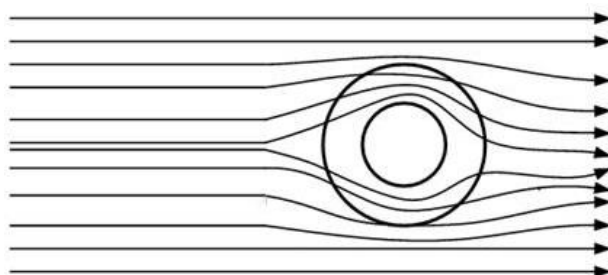


Рис. 8.5

Примеры лекционных демонстраций по магнитному полю в веществе

Изменение магнитного поля ферромагнетиком

Оборудование: катушка, стальная полоска.

Порядок выполнения опыта. При внесении в катушку с током стальной полоски отклонение магнитной стрелки, размещённой недалеко от катушки, увеличивается. При замыкании этой полоски в кольцо поле вне катушки резко уменьшается, как и отклонение стрелки.

Изучение гистерезиса ферромагнитных материалов

Оборудование: модуль ФПЭ-07 (рис. 8.6), осциллограф.

Порядок проведения опыта. Модуль позволяет получать петлю гистерезиса ферромагнитных материалов, определять коэрцитивную силу и работу перемагничивания за один цикл. Исследуемый ферромагнетик – кольцевой ферритовый сердечник типа М 2000 НМ К 31 × × 18, 5 × 7.

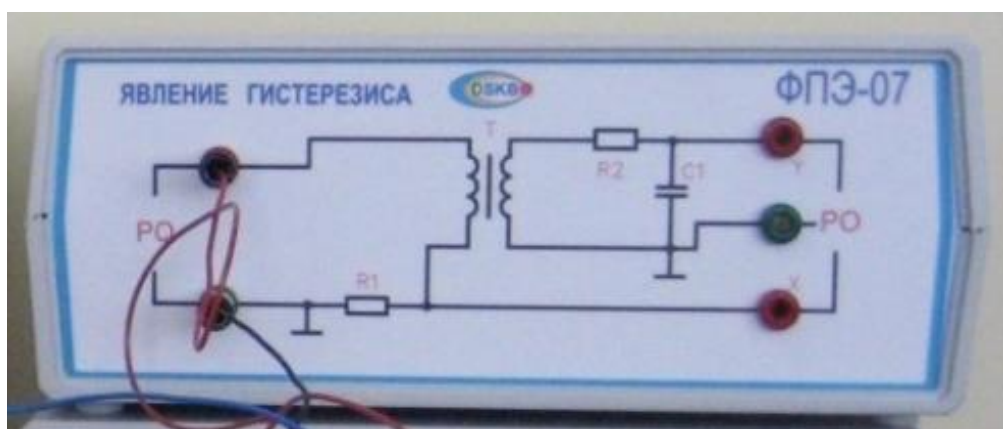


Рис. 8.6

Преобразование ферромагнетика в парамагнетик в точке Кюри

Оборудование: никелевая жёсть, магнит, спиртовка.

Порядок выполнения опыта: кусок никелевой жести подвешивают так, чтобы он притянулся магнитом. Если под жёсть поставить зажжённую спиртовку, то жёсть скоро потеряет магнитные свойства и отпадёт от магнита, затем остынет и снова притянется.

Токи Фуко

Оборудование: трансформатор универсальный, катушка дроссельная, диск для демонстрации вихревых токов, алюминиевые пластины (сплошная и с разрезами), выключатель, выпрямитель, провода соединительные, маятник (рис. 8.7).

Порядок проведения опыта. Из деталей универсального трансформатора и дроссельной катушки собирают электромагнит с полюсными наконечниками, повернутыми плоскими концами друг к другу. Под гайку одного из винтов зажимают стойку с маятником в виде сплошной пластины. Положение маятника и полюсных наконечников регулируют так, чтобы зазоры между пластинами и наконечниками были как можно меньше. Катушку через выключатель присоединяют к источнику постоянного тока. Маятник, приведённый в движение, колеблется с малым затуханием. При включении тока (около 2 А) наблюдают почти мгновенную остановку маятника. Заменяв в маятнике сплошную пластину другой, равной по размерам, но имеющей прорезы, опыт повторяют. При включении тока наблюдают заметное торможение маятника, однако он не сразу останавливается, а совершает несколько затухающих колебаний, так как теперь часть вихревых токов с большим радиусом циркуляции отсутствует из-за наличия прорезей.

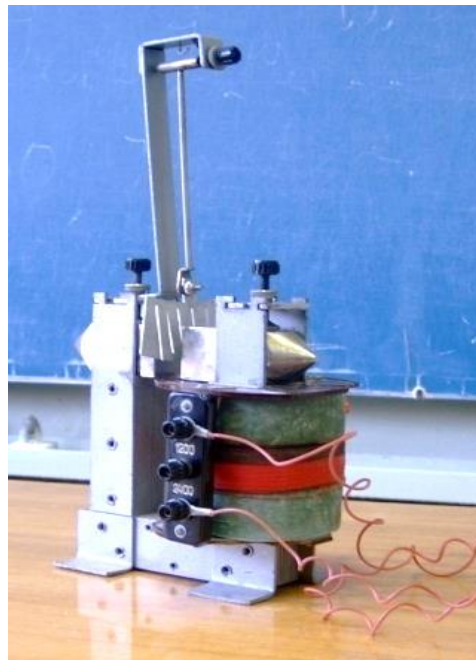


Рис. 8.7

Взаимодействие вихревых токов и магнита

Оборудование: медный или алюминиевый диск, магнит, шарик, пылесос.

Порядок выполнения опыта. Медный или алюминиевый диск увлекается вращающимся магнитом за счёт взаимодействия магнитного поля с вихревыми токами ЭДС самоиндукции при размыкании цепи.

Оборудование: подвижный демонстрационный столик, демонстрационный трансформатор, источник тока, неоновая лампа, две лампы накаливания, реостат, ключ.

Порядок проведения опыта. Катушку от демонстрационного трансформатора с наибольшим числом витков подключают к источнику постоянного тока 6 – 10 В. Параллельно к клеммам катушки подключают неоновую лампу. При размыкании цепи неоновая лампа с напряжением зажигания 60 – 70 В вспыхивает, а между контактами ключа можно наблюдать небольшую кратковременную дугу (рис. 8.8).



Рис. 8.8

Лекционные демонстрации по электромагнетизму, разработанные на кафедре общей и прикладной физики ВлГУ, представлены в работе А. Ф. Галкина, Л. В. Грунковой, В. В. Дорожкова [1]. В изучении курса общей физики по разделу «Электромагнетизм» и получении наглядного представления о физических законах может помочь видеокурс В. И. Гервидса [2].

Вопросы для самоконтроля

1. Напишите формулу намагниченности магнетика.
2. Дайте характеристику трём видам магнетизма вещества в соответствии с величиной магнитной восприимчивости.
3. Поясните природу магнетизма вещества.
4. Дайте определение магнетизма вещества; назовите его основные характеристики.
5. Поясните природу парамагнетизма вещества.
6. Опишите основные свойства ферромагнетиков.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

План

1. Явление электромагнитной индукции. Индукционный ток.
2. ЭДС индукции. Закон Фарадея.
3. Правило Ленца.
4. Электромагнитный мотор.
5. Вихревые токи Фуко.
6. Самоиндукция, индуктивность, индуктивность длинного соленоида, взаимная индуктивность, токи замыкания и размыкания.
7. Энергия магнитного поля. Объёмная плотность энергии магнитного поля.

1. Явление электромагнитной индукции. Индукционный ток

В 1831 году М. Фарадей обнаружил, что в замкнутом проводящем контуре при изменении потока магнитной индукции возникает электрический ток. Это явление стали называть электромагнитной индукцией, а ток – индукционным. При изменении магнитного потока в контуре возникает ЭДС индукции (\mathcal{E}_i). Каждое изменение первичного тока создаёт ЭДС во втором контуре. Возникающий во втором контуре ток направлен противоположно первичному току (рис. 9.1). Э. Х. Ленц установил правило, согласно которому индукционный ток всегда направлен так, чтобы противодействовать причине, его вызывающей.

Если возникает режим установившегося первичного тока (рис. 9.2), то во втором контуре ток не появляется.

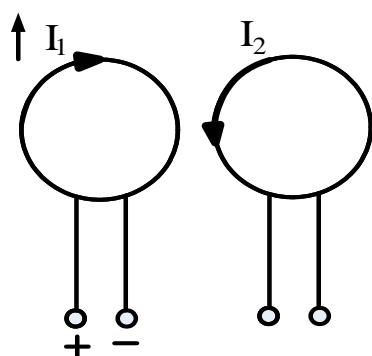


Рис. 9.1

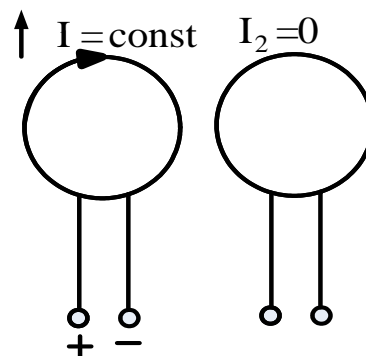


Рис. 9.2

Движение проводника в магнитном поле

Пусть имеем проводник, согнутый в виде петли (рис. 9.3). По проводнику скользит перемычка. Таким образом возникает замкнутый электрический контур. Проводник помещён во внешнее магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости листа.

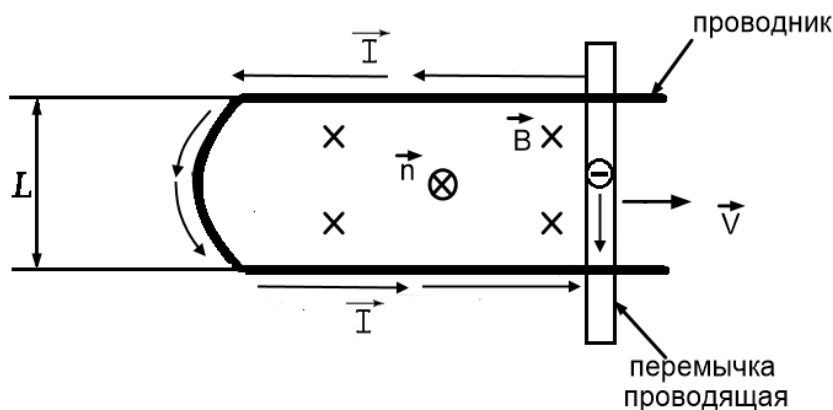


Рис. 9.3

B – однородное внешнее магнитное поле; $[e, vdt] = dSn$ – выбор нормали.

Рассмотрим воздействие магнитного поля на один электрон в перемычке. Этот электрон движется вместе с перемычкой со скоростью v . Сила, действующая со стороны магнитного поля на электроны проводимости в перемычке, – сила Лоренца; её направление определяют по правилу левой руки (силовые линии магнитного поля входят перпендикулярно в ладонь левой руки; четыре пальца направлены вдоль вектора скорости; тогда большой палец левой руки покажет направление силы Лоренца). Под действием этой силы электроны будут двигаться сверху вниз по перемычке. Так как за направление протекания тока принято направление движения положительных зарядов, то возникший индукционный ток будет направлен противоположно движению электронов. Вследствие ЭДС индукции (ϵ_i) возникает индукционный ток (см. рис. 9.3).

2. ЭДС индукции. Закон Фарадея

Известна формула силы Лоренца

$$\vec{F}_\pi = -e[\vec{v}, \vec{B}],$$

где $(-e)$ – заряд электрона.

Магнитный поток через площадь петли (см. рис. 9.3)

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

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

Из рис. 9.3 следует, что

$$[\vec{dl}, \vec{v}, dt] = -\vec{n} d\vec{S},$$

где $d\vec{S}$ – приращение площади контура за время dt .

По определению ЭДС

$$\begin{aligned} \varepsilon_i &= \int_l \vec{E}_{\text{стор}} \vec{dl} = \int_l [\vec{v}, \vec{B}] \vec{dl} = - \int_l [\vec{B}, \vec{v}] \vec{dl} = \frac{1}{dt} \int_l \vec{B} [\vec{v}, dt, d\vec{l}] = \\ &= \frac{1}{dt} \int_l \vec{B} [d\vec{l}, \vec{v}, dt] = \frac{\vec{B} [\vec{l}, \vec{v}, dt]}{dt} = \frac{-\vec{B} \vec{n} dS}{dt} = - \frac{d\Phi}{dt}. \end{aligned}$$

Получили для ЭДС индукции

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

ЭДС индукции в контуре равна скорости изменения магнитного потока, пронизывающего этот контур, взятой с обратным знаком. Единицей потока магнитной индукции в СИ служит вебер (Вб), который представляет собой поток магнитной индукции через поверхность в 1 м^2 , пересекаемую нормальными к ней линиями магнитного поля с индукцией, равной 1 Тл. При скорости изменения магнитного потока, равной 1 Вб/с, в контуре индуцируется ЭДС, равная 1 В. Если длинная проводящая полоса движется в магнитном поле перпендикулярно ему (рис. 9.4), то в воображаемом амперметре будет также зарегистрирован индукционный ток, возникший благодаря ЭДС индукции.

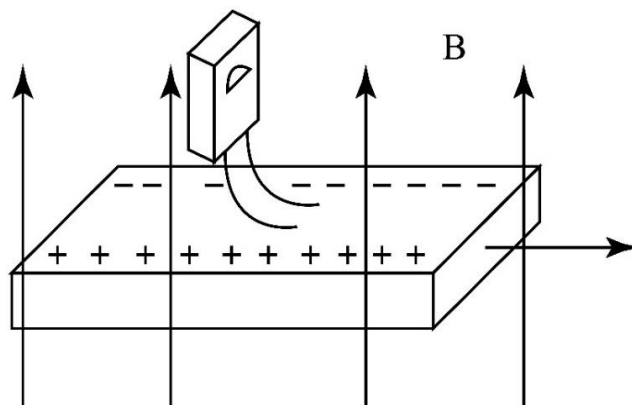


Рис. 9.4

Если известно, что поток магнитной индукции и ЭДС индукции выражаются формулами

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

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt},$$

тогда закон Фарадея можно записать в интегральной форме

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \oint_S \vec{B} d\vec{S}.$$

3. Правило Ленца

Правило Ленца определяет направление индукционного тока, возникающего в результате электромагнитной индукции, и является следствием закона сохранения энергии: индукционный ток в контуре направлен так, что создаваемый им поток магнитной индукции через поверхность, ограниченную контуром, стремится препятствовать тому изменению потока, которое вызвало данный ток.

Пусть замкнутый контур перемещается в магнитном поле (рис. 9.5) со скоростью v . На рисунке показано направление возникшего в контуре индукционного тока. Линии магнитной индукции как замкнутые вихри окружают контур с током по правилу правого винта, причем внутри контура эти линии будут противоположно направлены по отношению к внешнему магнитному полю, что приведёт к торможению контура в магнитном поле. Эта ситуация соответствует закону сохранения энергии: если бы произошло не торможение, а ускорение контура с индукционным током во внешнем магнитном поле, то скорость контура всё возрастала бы, а это противоречило бы закону сохранения энергии.

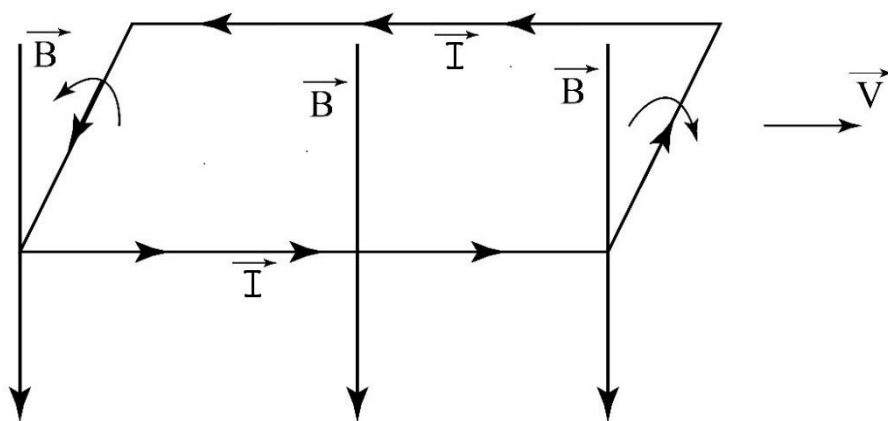


Рис. 9.5

Индукционный ток создаёт магнитное поле, которое противоположно исходному внешнему магнитному полю.

4. Электромагнитный мотор

На рис. 9.6 изображена упрощённая схема электромагнитного мотора. В зазорах магнита вращается рамка с током. Направление тока указано на рисунке.

Если применить правило левой руки, то в верхней части рамки сила ампера ($F_A = I[\vec{e}, \vec{B}]$) будет действовать на ток в рамке так, что он будет направлен «на нас», а в нижней части рамки – «от нас».

Это приведёт к появлению вращающего момента, который повернёт рамку с током на некоторый угол. Подобная схема действует в амперметрах, причём чем больший ток протекает через рамку, тем на больший угол повернётся рамка. Проградуировав угол поворота в зависимости от силы тока в рамке, получим измеритель тока (амперметр).

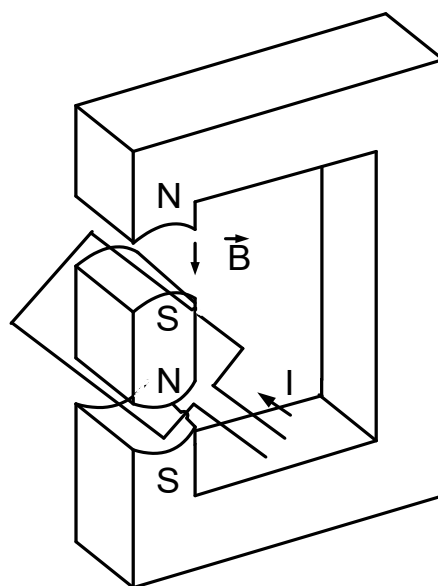


Рис. 9.6

5. Вихревые токи Фуко

Индукционные токи могут возбуждаться в массивных проводниках – это вихревые токи (рис. 9.7). В соответствии с правилом Ленца

токи Фуко выбирают внутри проводника пути, чтобы своим действием препятствовать вызвавшей их причине. Внутри проводника возникают вихри, разогревающие проводник. Тепловое действие токов Фуко используют в индукционных печах для получения высококачественных сплавов металлов. Индукционная печь представляет собой катушку (размером с большую комнату), питаемую высокочастотными токами большой силы. Если поместить в катушку проводящее тело (смесь порошков различных металлов), то в нём возникнут интенсивные вихревые токи. Токи Фуко играют и отрицательную роль (например, в сердечниках трансформаторов).

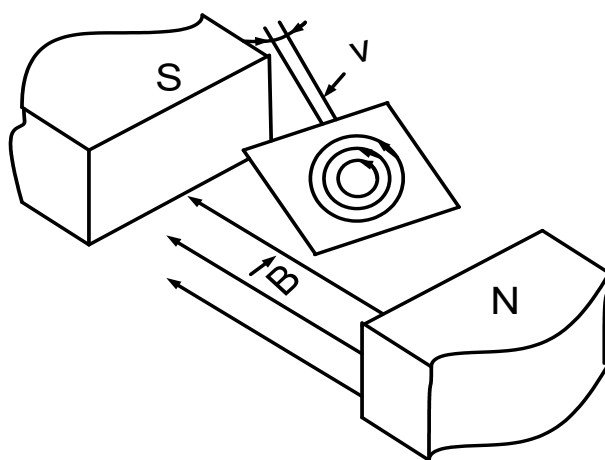


Рис. 9.7

6. Самоиндукция, индуктивность, индуктивность длинного соленоида, взаимная индуктивность, токи замыкания и размыкания

Электрический ток, текущий в любом контуре, создаёт пронизывающий этот контур магнитный поток

$$\Phi = LI,$$

где L – индуктивность контура, Гн.

1 Гн – индуктивность проводника, у которого при силе тока в 1 А возникает магнитный поток $\Phi = 1$ Вб.

При изменениях тока изменяется также и магнитный поток, вследствие чего в контуре индуцируется ЭДС. Это явление называют *самоиндукцией*

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L\frac{dI}{dt}.$$

Знак «минус» означает, что индукционный ток направлен так, чтобы противодействовать вызвавшей его причине.

Индуктивность длинного соленоида

Возьмём соленоид практически бесконечной длины. При протекании по нему тока I внутри соленоида возбуждается однородное поле, индукция которого равна

$$B = \mu\mu_0 nI.$$

Поток через каждый виток равен $\Phi = BS$, а полный поток, сцепленный с соленоидом,

$$Y = \Phi N = nlBS = \mu\mu_0 n^2 lSI,$$

где l – длина соленоида; S – площадь поперечного сечения; n – число витков на единицу длины соленоида ($nl = N$).

Для индуктивности длинного соленоида получим

$$L = \mu\mu_0 n^2 lS = \mu\mu_0 n^2 V \quad (V \text{ – объём соленоида}).$$

Токи замыкания и размыкания

По правилу Ленца дополнительные токи, возникающие вследствие самоиндукции, всегда направлены так, чтобы противодействовать изменениям тока в цепи. Это приводит к тому, что установление тока при замыкании цепи и убывание тока при размыкании цепи происходят не мгновенно, а постепенно:

– при нарастании тока

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right),$$

– при убывании тока

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t},$$

где R – активное сопротивление цепи; t – время нарастания или убывания тока в цепи.

Взаимная индукция

Имеем два контура 1 и 2, расположенные близко друг к другу. Если в контуре 1 течёт ток I_1 , он создаёт через контур 2 пропорциональный I_1 полный магнитный поток

$$Y_2 = L_{21}I_1.$$

При изменениях I_1 в контуре 2 индуцируется ЭДС

$$\varepsilon_{i_2} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}.$$

При протекании в контуре 2 тока силы I_2 аналогично возникает сцепленный с контуром 1 магнитный поток

$$\Phi_1 = L_{12} I_2.$$

В контуре 1 индуцируется ЭДС

$$\varepsilon_{i_1} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}.$$

Контуров 1 и 2 называют связанными, а явление возникновения ЭДС в одном из контуров при изменении силы тока в другом контуре называют взаимной индукцией. Коэффициенты пропорциональности L_{21} и L_{12} называют взаимной индуктивностью контуров.

7. Энергия магнитного поля. Объёмная плотность энергии магнитного поля

Рассмотрим цепь, изображённую на рис. 9.8.

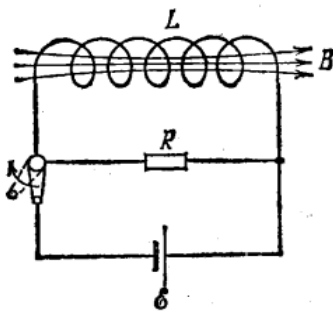


Рис. 9.8

При замкнутом ключе в соленоиде установится ток I , который обусловит магнитное поле, сцепленное с витками соленоида. Если разомкнуть ключ, то через сопротивление R будет некоторое время течь постепенно убывающий ток, поддерживаемый возникающей в соленоиде ЭДС самоиндукции. Работа, совершаемая этим током за время dt , равна

$$dA = \varepsilon_s I dt = -I d\Phi,$$

где ε_s – ЭДС самоиндукции, $d\Phi$ – магнитный поток.

Если индуктивность соленоида не зависит от I ($L = \text{const}$), то $d\Phi = L dI$ и выражение

$$dA = \varepsilon_s I dt = -I d\Phi$$

принимает вид

$$dA = -L I dI.$$

Проинтегрировав это выражение по I в пределах от первоначального значения I до нуля, получим работу, совершаемую в цепи за всё время, в течение которого происходит исчезновение магнитного поля,

$$A = - \int_I^0 L I dI = \frac{LI^2}{2}.$$

Работа идёт на приращение внутренней энергии сопротивления R , соленоида и соединительных проводов (т. е. на их нагревание). Совершение этой работы сопровождается исчезновением магнитного поля, которое первоначально существовало в окружающем соленоид пространстве. Поскольку никаких других изменений в окружающих электрическую цепь телах не происходит, остаётся заключить, что магнитное поле является носителем энергии, за счёт которой и совершается работа. Таким образом, мы приходим к выводу, что проводник с индуктивностью L , по которому течет ток силой I , обладает энергией

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

Энергия локализована в возбуждаемом током магнитном поле (сравниваем эту формулу с выражением $CU^2/2$ для энергии заряженного конденсатора). Выражение $A = -\int_I^0 LIdI = LI^2/2$ можно трактовать как работу, которую необходимо совершить против ЭДС самоиндукции в процессе нарастания тока от нуля до I и которая идёт на создание магнитного поля, обладающего энергией $W = LI^2/2$. Действительно, работа, совершаемая против ЭДС самоиндукции, равна

$$A' = \int_0^I (-\varepsilon_s) dt.$$

Проделав преобразования, подобные тем, которые привели нас к выражению $dA = -LIdI$, получим

$$A' = \int_0^I LIdI = \frac{LI^2}{2},$$

что совпадает с $A = -\int_I^0 LIdI = \frac{LI^2}{2}$. Работа совершается при установлении тока за счет источника ЭДС и идёт целиком на создание магнитного поля, сцепленного с витками соленоида. Выражение $A' = \int_0^I LIdI = LI^2/2$ не учитывает той работы, которую источник затрачивает в процессе установления тока на нагревание проводников.

Выразим энергию магнитного поля через величины, характеризующие само поле. В случае очень длинного (практически бесконечного) соленоида

$$L = \mu_0 \mu n^2 V,$$

$$H = nI,$$

$$I = \frac{H}{n}.$$

Подставив эти значения L и I в выражение $W = LI^2/2$ и производя преобразования, получим энергию магнитного поля длинного соленоида

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

Магнитное поле бесконечно длинного соленоида однородно и отлично от нуля только внутри соленоида. Следовательно, энергия локализована внутри соленоида и распределена по его объёму с постоянной плотностью, и её можно найти, разделив W на V . Произведя это деление, получим плотность энергии магнитного поля

$$\omega = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}.$$

Формуле для плотности энергии магнитного поля можно придать вид

$$\omega = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{HB}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}.$$

Полученные нами выражения для плотности энергии магнитного поля отличаются от выражений для плотности энергии электрического поля лишь тем, что электрические величины в них заменены соответствующими магнитными. Зная плотность энергии поля в каждой точке, можно найти энергию поля, заключённую в любом объёме V . Для этого нужно вычислить интеграл

$$W = \int_V \omega dV = \int_V \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} dV.$$

Можно показать, что в случае связанных контуров (при отсутствии ферромагнетиков) энергию поля определяют формулой

$$W = \frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} + \frac{L_{12} I_1 I_2}{2} + \frac{L_{21} I_2 I_1}{2}.$$

Для энергии N связанных друг с другом контуров получим аналогичное выражение

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,k=0}^N L_{ik} I_i I_k,$$

где $L_{ik} = L_{ki}$ – взаимная индуктивность i -го и k -го контуров, а $L_{ii} = L_i$ – индуктивность i -го контура.

Примеры лекционных демонстраций по электромагнитной индукции

Наблюдение ЭДС индукции при относительном движении магнита и катушки

Оборудование: катушка из универсального трансформатора, провода соединительные, гальванометр, постоянный магнит (рис. 9.9).

Порядок проведения опыта.

Катушку от разборного демонстрационного трансформатора с наибольшим числом витков подключают к демонстрационному гальванометру. При внесении или удалении полосового магнита из катушки по стрелке гальванометра наблюдают показания индукционного тока. Подчеркивают,

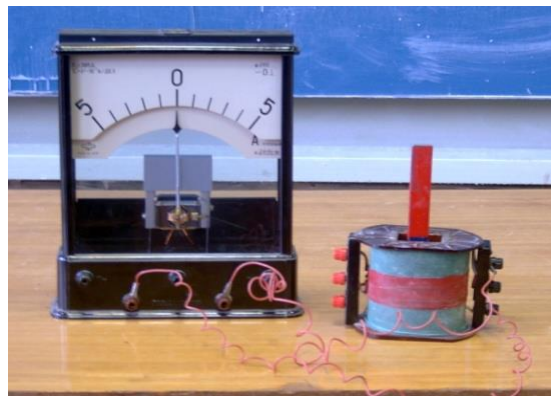


Рис. 9.9

что величина индуцируемого тока зависит от скорости изменения магнитного потока, а направление – от знака приращения магнитного потока.

Наблюдение ЭДС индукции при включении и изменении тока

Оборудование: источник постоянного тока до 2 – 4 А с напряжением 4 – 12 В, реостат или лабораторный автотрансформатор (ЛАТР), демонстрационный разборный трансформатор с двумя катушками, демонстрационный гальванометр.

Порядок проведения опыта. Электрическую цепь собирают по схеме (рис. 9.10), подключив одну из катушек трансформатора к гальванометру, а вторую – через реостат к источнику тока. При включении или выключении источника тока, а также при изменении тока ползунком реостата или при помощи ЛАТРа по стрелке гальванометра наблюдают действие ЭДС во вторичной катушке.

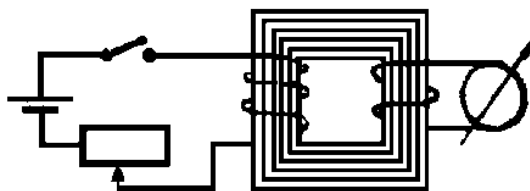


Рис. 9.10

Наблюдение ЭДС индукции при изменении магнитного поля катушки с помощью железного сердечника

Оборудование: две катушки, гальванометр, железный сердечник, провода соединительные, источник постоянного тока (рис. 9.11).

Порядок проведения опыта. Катушку с током вставляют в катушку, соединённую с гальванометром. При перемещении железного сердечника в катушках возникает ЭДС индукции.

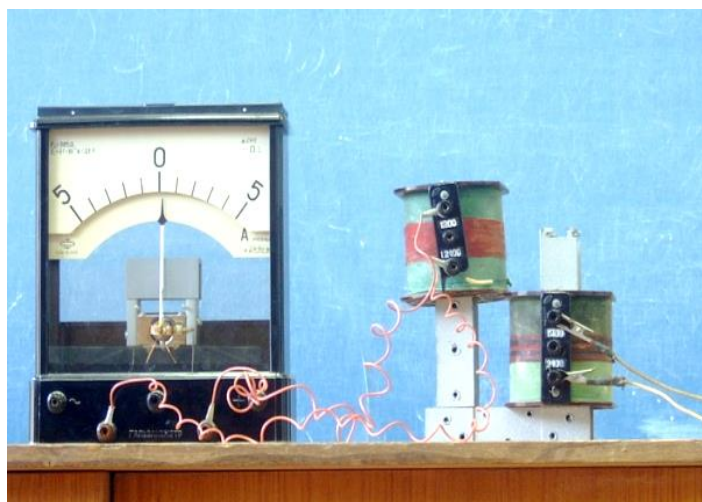


Рис. 9.11

Демонстрация правила Ленца при возникновении индукционного тока

Опыт № 1

Оборудование: прибор для демонстрации правила Ленца, постоянный магнит.

Порядок проведения опыта. При движении магнита в замкнутом кольце кольцо приходит в движение вслед за магнитом. При движении магнита в незамкнутом кольце кольцо не движется.

Этот опыт утверждает, что во всяком замкнутом проводнике при изменении магнитного потока сквозь площадь, ограниченную алюминиевым замкнутым кольцом, в последнем возникает индукционный ток. Индукционный ток всегда имеет такое направление, при котором его магнитное поле противодействует изменению магнитного потока, вызывающего этот ток (рис. 9.12, а, б).



а)



б)

Рис. 9.12

Опыт № 2

Оборудование: катушка от универсального трансформатора, железный сердечник, алюминиевое кольцо, соединительные провода (рис. 9.13).

Порядок проведения опыта. При пропускании через катушку электромагнита постоянного тока кольцо слетает со стержня. При включении переменного тока кольцо подпрыгивает и висит, не слетая со стержня, над катушкой, постепенно разогреваясь индукционным током. Величины токов необходимо заранее подобрать.

Лекционные демонстрации по электромагнетизму, разработанные на кафедре общей и прикладной физики ВлГУ, представлены в работе А. Ф. Галкина, Л. В. Грунковой, В. В. Дорожкова [1]. В изучении курса общей физики по разделу «Электромагнетизм» и получении наглядного представления о физических законах может помочь видеокурс В. И. Гервидса [2].

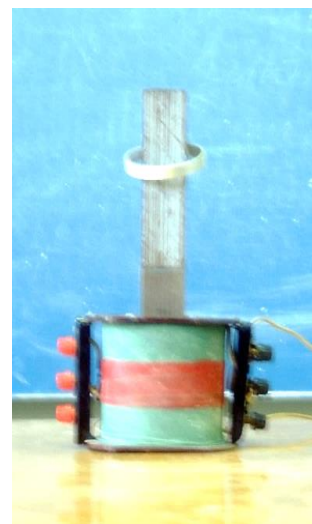


Рис. 9.13

Вопросы для самоконтроля

1. Опишите явление электромагнитной индукции и индукционного тока с использованием замкнутых контуров.
2. Поясните явление возникновения индукционного тока в проводнике в виде петли, движущемся в постоянном магнитном поле.
3. Напишите формулу ЭДС индукции.

4. Напишите формулу закона Фарадея в дифференциальном и интегральном видах.

5. Поясните правило Ленца, используя ситуацию движения замкнутого проводника с током в магнитном поле.

6. Поясните принцип действия электромагнитного мотора и приведите примеры электрических приборов, использующих данный принцип.

7. Поясните природу вихревых токов в массивных проводниках.

8. Напишите формулу ЭДС самоиндукции и поясните явление самоиндукции.

Лекция № 10

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

План

1. Траектория движения частицы в магнитном поле.
2. Анализатор импульсов.
3. Электростатическая линза.
4. Магнитная линза.
5. Ускорители заряженных частиц.
6. Эффект Холла.

1. Траектория движения частицы в магнитном поле

Движение заряженных частиц при небольших скоростях не представляет интереса – это движение, равномерно ускоренное в направлении поля.

Магнитная сила всегда действует под прямым углом к направлению движения и к полю \vec{B}

$$F = q[\vec{v}, \vec{B}] = qvB\sin\alpha.$$

Если частица влетает в магнитное поле перпендикулярно \vec{B} , то она движется по окружности (рис. 10.1).

Выразим радиус окружности, используя формулы для силы Лоренца, второго закона Ньютона, центростремительной силы

$$|F| = qvB,$$

$$F = ma = m \frac{dv}{dt} = \frac{dmv}{dt} = \frac{dP}{dt},$$

$$qvB = \frac{dP}{dt},$$

$$qvB = ma_n,$$

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

$$qvB = m \frac{v^2}{R},$$

$$R = \frac{P}{qB}.$$

Это одно из возможных движений. Если движущаяся частица имеет только одну составляющую скорости в направлении поля, то она не изменяется, поскольку у магнитной силы отсутствует компонента в направлении поля. Общее же движение частицы в однородном магнитном поле — это движение с постоянной скоростью в направлении \vec{B} и круговое движение под прямым углом к \vec{B} , т. е. по спирали.

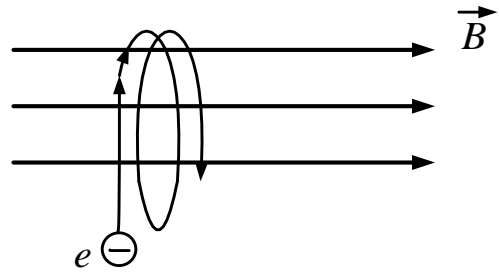


Рис. 10.1

2. Анализатор импульсов

В точке A (рис. 10.2) в однородное магнитное поле, перпендикулярное плоскости рисунка, влетают заряженные частицы. Каждая частица будет лететь по круговой орбите, радиус которой пропорционален импульсу; покидать плоскость частицы будут в точках, соответствующих импульсу.

Чем больше скорость частицы, тем больше радиус траектории

$$|v| \uparrow \rightarrow \uparrow R.$$

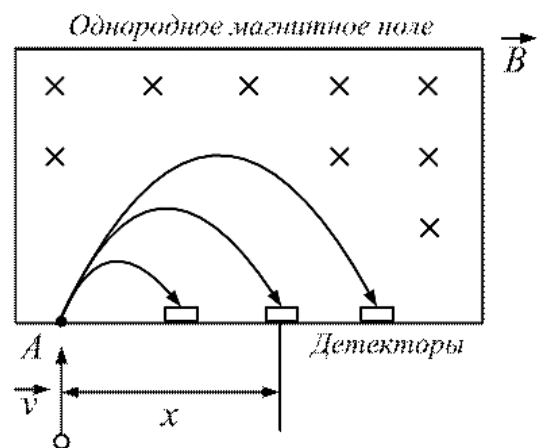


Рис. 10.2

Таким образом, радиус траектории частицы будет пропорционален импульсу частицы

$$R \sim \vec{P} = m\vec{v}.$$

Счётчик частиц – детектор, помещённый в определённую точку, – будет регистрировать только такие частицы, импульс которых будет соответствовать определённому значению импульса ΔP

$$qvB = mv^2/R,$$

$$mv = qBR = \frac{qBx}{2},$$

$$P = \frac{qBx}{2}.$$

3. Электростатическая линза

Принцип электростатической линзы (рис. 10.3) используют для фокусировки частиц, например в осциллографе или в телевизионной трубке.

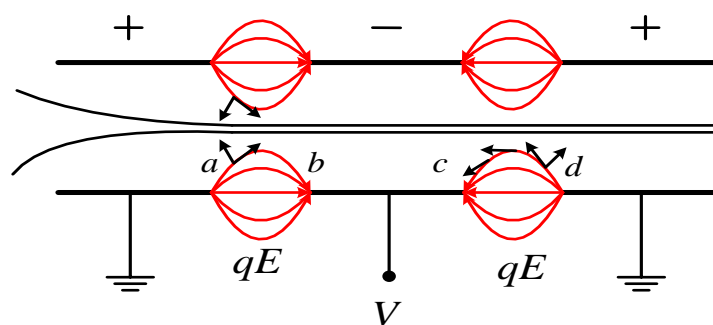


Рис. 10.3

Попав в область a , электроны испытывают действие силы, притягивающей их к оси трубки. В области b вроде бы всё должно компенсироваться, но к этому времени энергия электронов увеличится и они проскочат b гораздо быстрее, чем a . Полный импульс направлен к оси.

Электроны стягиваются к одной линии. Область c они быстро проскакивают, гораздо большее время они находятся в области d .

Внутри трубки с электрическим отклонением кроме фокусирующих электронный пучок пластин помещаются две пары взаимно перпендикулярных отклоняющихся пластин. Подавая напряжение на любую пару пластин, можно вызвать пропорциональное ему смещение электронного луча в направлении, перпендикулярном к данным пластинам.

4. Магнитная линза

Эффект магнитной линзы используют в электронных микроскопах для фокусировки электронного пучка (рис. 10.4).

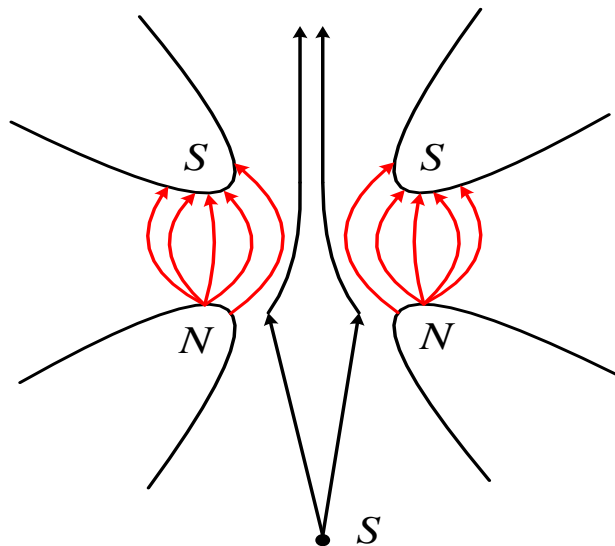


Рис. 10.4

В пучке выбирают два электрона (a и b). Как только электрон a достигнет магнитного поля, то он по правилу левой руки получит компоненту в горизонтальной плоскости. Такую компоненту получают все электроны пучка. Далее они пролетают через сильное вертикальное поле и получают импульс в направлении оси. Когда электроны покидают область сильного магнитного поля, возникает окончательный эффект – импульс, направленный к оси, плюс вращение относительно неё (закручивание электронов вокруг линий магнитной индукции).

5. Ускорители заряженных частиц

Магнитные поля используются в высокоэнергетических ускорителях, в которых частицы движутся по определённой траектории. Циклотрон и синхротрон ускоряют частицы до высоких энергий, заставляя их многократно проходить через сильное электрическое поле. На орбите частицу удерживает магнитное поле (рис. 10.5).

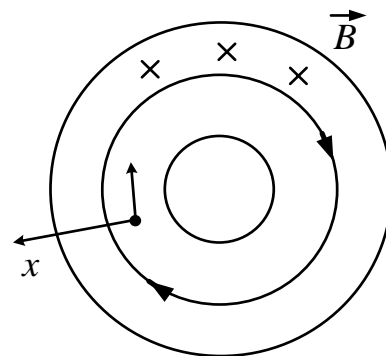


Рис. 10.5

В однородном магнитном поле путь частиц происходит по круговой орбите. Для того чтобы траектории частиц были постоянными, чтобы не было дрейфа из-за неоднородности поля \vec{B} , фокусировку осуществляют магнитным полем. Поле создаёт необходимые пути частицы, увеличивающиеся с ростом расстояния от центра.

Если частица выйдет на больший радиус, то она окажется в более сильном поле, которое вернет её назад на нужную орбиту, так как в более сильном поле радиус частицы уменьшается.

Если частица перейдёт на меньший радиус, то уменьшающееся магнитное поле приведёт к увеличению радиуса орбиты и она восстановится. Это радиальная фокусировка.

В вертикальной плоскости тоже необходима фокусировка, также с помощью нарастающего магнитного поля.

5. Эффект Холла

Эффект Холла – это возникновение в электрическом проводнике разности потенциалов на краях образца (напряжений Холла), помещённого в поперечное магнитное поле, при протекании тока, перпендикулярного полю. Холловское напряжение, пропорциональное магнитному полю и силе тока, было обнаружено американским физиком Эдвином Холлом в 1879 году, поэтому этот эффект назвали его именем.

Количественно эффект Холла можно охарактеризовать с помощью коэффициента Холла, который определяют как отношение индуцированного электрического поля к произведению плотности тока и приложенного перпендикулярного магнитного поля. Это характеристика материала, из которого изготовлен проводник, поскольку его величина зависит от типа, числа и свойств носителей заряда.

В связи с многообразием типов эффектов Холла для ясности исходный эффект иногда называют *обычным эффектом Холла*, чтобы отличить его от других типов, которые могут иметь дополнительные физические механизмы. Эффект Холла связан с природой носителей тока в проводнике. Ток представляют как направленное движение электронов – отрицательно заряженных частиц. В присутствии магнитного поля движущиеся заряды испытывают силу Лоренца. Когда такое магнитное поле отсутствует, заряды следуют приблизительно по прямым путям между столкновениями с узлами кристаллической решётки.

При приложении магнитного поля с составляющей, перпендикулярной к направлению тока, пути между столкновениями искривляются таким образом, что в конечном образце заряды определённого знака накапливаются на одной его стороне, а заряды с противоположным знаком – на другой. В результате плотность заряда асимметрично распределяется по образцу из-за силы, перпендикулярной как направлению тока, так и приложенному магнитному полю. Разделение зарядов противоположного знака создаёт электрическое поле, которое препятствует диффузии и дальнейшему накоплению заряда на границах образца, поэтому постоянный электрический потенциал устанавливается, пока течёт ток.

В классическом электромагнетизме электроны движутся в направлении, противоположном направлению тока I («ток» описывает теоретический поток положительно заряженных частиц). В некоторых металлах и полупроводниках текут положительно заряженные частицы – «дырки», потому что знак холловского напряжения противоположен приведённому ниже знаку для электронов.

Примеры лекционных демонстраций движения заряженных частиц в магнитном и электрическом полях

Движение электронного пучка в магнитном поле катушки с током

Оборудование: осциллограф, катушка, ЛАТР.

Порядок выполнения опыта. К экрану осциллографа соосно с электронно-лучевой трубкой подносят одну из катушек, используемых в опыте «Прыгающие катушки». Ток в катушке регулируют с помощью ЛАТРа. При включённой развёртке луча по оси X на экране можно наблюдать фигуру в виде двух соединённых спиралей, направленных в противоположные стороны (рис. 10.6).



Рис. 10.6

Вид фигуры легко объяснить, если помнить, что магнитное поле знакопеременно и величина его изменяется по синусоидальному закону. Демонстрацию следует проводить при различных значениях тока питания катушки. Опыт прост в подготовке и хорошо воспринимается студентами.

Наблюдение сил, действующих на ток в магнитном поле

Оборудование: сосуд с раствором медного купороса и мелкими частицами манки, подковообразный магнит, источник тока ВС-12 (рис. 10.7).

Порядок проведения опыта

1. Между полюсами дугообразного магнита помещают сосуд с раствором медного купороса и мелкими частицами. Постоянный ток пропускают последовательно через электролит и наблюдают вращение раствора, что заметно по движению частиц. Опыт наблюдают в проекции на экране.

2. В магнитном поле катушки находится круглый сосуд (чашка Петри) с раствором поваренной соли. Ток (постоянный или переменный) идёт последовательно через электролит и катушку. В чашке Петри один электрод находится в центре, а второй в виде кольца располагается вдоль стенки чашки. Возникает вращение раствора за счёт увлечения нейтральной компоненты. Опыт иллюстрирует действие силы Лоренца на движущиеся ионы. Для визуализации в чашку насыпают пробковую крошку. Опыт наблюдают в проекции на экране.



Рис. 10.7

Лекционные демонстрации по электромагнетизму, разработанные на кафедре общей и прикладной физики ВлГУ, представлены в работе А. Ф. Галкина, Л. В. Грунковой, В. В. Дорожкова [1]. В изучении курса общей физики по разделу «Электромагнетизм» и получении наглядного представления о физических законах может помочь видеокурс В. И. Гервидса [2].

Вопросы для самоконтроля

1. Поясните принцип работы анализатора импульсов.
2. В каких устройствах используют принцип электростатической и магнитной линз?
3. Опишите работу ускорителей заряженных частиц. Каково предназначение таких установок?
4. В чём заключается эффект Холла?

Лекция № 11

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

План

1. Физические механизмы возбуждения вариаций электрических полей в резонаторе Земля – ионосфера.
2. Источники вариаций электрических полей в приземном слое атмосферы.
3. Электрическая структура приземного слоя атмосферы.
4. Мониторинг электрического поля приземного слоя атмосферы на физическом полигоне ВлГУ.

1. Физические механизмы возбуждения вариаций электрических полей в резонаторе Земля-ионосфера

Во многих радиофизических задачах нижнюю атмосферу рассматривают как тонкий диэлектрический слой, ограниченный сверху (ионосфера) и снизу (Земля) сравнительно хорошими проводниками. Электрическая проводимость воздуха на малых высотах мала, а с удалением от Земли быстро растёт и на высоте в несколько десятков километров, где начинается область ионосферы, увеличивается в миллионы

раз. Разность потенциалов в таком волноводе может достигать сотен тысяч вольт и проявляется в виде вертикального электростатического поля с напряжённостью вблизи поверхности Земли порядка 100 В/м. Затухание в волноводном канале на низких частотах очень мало, например, для $f = 10$ Гц ($\lambda = 30$ тыс. км) оно составляет около 0,2 дБ/тыс. км. Величина разности потенциалов между поверхностью Земли и ионосферой испытывает суточные вариации, которые хорошо выделяются в большинстве измерений [14, 15].

При отсутствии грозовой и интенсивной кучевой облачности, осадков, метели, позёмки и других атмосферных явлений среднее значение напряженности атмосферного электрического поля E_z вблизи поверхности Земли имеет порядок $120 + 150$ В/м над океанами и $75 + 125$ В/м – над материками и зависит от широты точки наблюдения. Наибольшие значения E_z наблюдают на широтах авроральной зоны, а к полюсам и к экватору происходит убывание E_z . С удалением от поверхности Земли величина E_z быстро уменьшается, а на высотах $5 + 10$ км не превышает единиц В/м.

Результаты измерения суточных вариаций градиента потенциала в хорошую погоду существенно отличаются друг от друга в разных частях земного шара, что указывает на вариации сопротивления самых нижних слоёв атмосферы.

Градиент потенциала на поверхности Земли определяют выражением $F = V/\lambda R$, где V – потенциал электросферы, λ – проводимость воздуха вблизи поверхности и R – сопротивление столба воздуха. Если λ и R не зависят от времени суток, то вариации E_z совпадают с вариациями V и максимум градиента потенциала указывает на максимум разницы потенциала между электросферой и Землей. Этот эффект связан с максимумом грозовой активности на земном шаре.

Уровень естественных помех ИЗЧ-диапазона (ниже 10^{-3} Гц) напрямую зависит от местных метеорологических условий. В ветреную погоду перемещение воздуха с меняющейся диэлектрической проницаемостью или содержащего области пространственного заряда вблизи приёмной антенны вызывает помеху, существенно превосходящую полезный сигнал. Помехи от дождя и снега нарушают нормальную работу приёмного устройства. Помехи подобного типа в несколько десятков раз превышают уровень естественного фона. Причины такого изменения электрического поля – пространственное пере-

мещение зарядов на частицах осадков и влияние остающегося в облаке объёмного заряда. Напряжённость поля у земной поверхности при перемещении больших масс сухого снега может достигать величины 100 В/см [1]. Линии электропередач, расположенные вблизи пункта приёма сигналов, являются источниками помех на частоте 50 Гц и ее гармониках. Для ослабления этих помех приёмные устройства размещают вдали от населённых пунктов и промышленных предприятий.

2. Источники вариаций электрических полей в приземном слое атмосферы

Мировая грозовая активность

Вариации электрического поля в промежутке Земля – ионосфера могут возбуждаться двумя типами естественных источников: земными и космическими. Главный источник электромагнитной энергии диапазона крайне низких частот (КНЧ) и инфранизких частот (ИНЧ) – грозовые разряды (разряды облако-земля и внутриоблачные разряды). Разность потенциалов между облаком и землей может изменяться в пределах $50 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^9$ В.

Разряд молнии сопровождается мощным электромагнитным излучением с широким спектром частот. Например, для среднего разряда, переносящего около 20 Кл с высоты 4 км, выделяемая энергия примерно равна $2 \cdot 10^9$ Вт · с. Развиваемая при этом мощность составит около 7000 МВт при длительности разрядов 0,25 с. Мощность грозовых разрядов велика, однако не вся она преобразуется в электромагнитное излучение. Значительная доля энергии молний идёт на ионизацию и разогрев плазмы канала разряда. Определённая часть идёт на омические потери в Земле, создание ударных звуковых волн, и только остаток преобразуется в электромагнитное излучение от инфразвуковых частот (ИЗЧ) до световых волн. Мощность импульса излучения составляет около 10^6 Вт, т. е. десятую долю процента полной мощности грозового разряда. Электромагнитное излучение существует на значительных расстояниях от грозового очага и определяет в основном помехи от дальних гроз. Электромагнитное излучение от близких гроз (грозы на расстояниях до десятков километров) включает в себя электростатическое поле, поле индукции и поле излучения грозового разряда.

Принято считать, что существующее электростатическое поле Земли напряжённостью 100 – 120 В/м создаётся глобальной грозовой активностью [1]. Показано, что среднегодовые вариации электростатического поля Земли связаны со среднегодовыми суточными вариациями площади мировых грозовых очагов, однако более обоснованна вышеуказанная связь с числом грозовых разрядов, а не с площадью гроз.

По климатологическим данным, на поверхности Земли одновременно действуют в среднем около 2 тыс. грозовых очагов, площадь каждого из них составляет примерно 1000 км² [14, 15].

Сейсмогравитационные и собственные колебания Земли, космические источники

Теория сейсмoeлектродинамики (СЭД) описывает возбуждение электромагнитных сигналов, коррелирующих с землетрясениями.

В 1936 году датский геофизик Инге Леман открыла существование внутреннего ядра Земли. У Земли, как и у любого упругого тела, можно возбудить характерные для неё колебания. В Земле в результате сильного землетрясения возбуждаются естественные (собственные) колебания, которые могут продолжаться в течение многих часов или даже дней. Периоды собственных колебаний значительно различаются. Самые медленные колебания захватывают всю толщу Земли, неся информацию о составе не только коры и мантии, но и ядра, как внешнего, так и внутреннего. Регистрируются эти колебания с помощью сети длиннопериодных сейсмографов: акселерометров, гравиметров и наклономеров.

Одна из важнейших фундаментальных проблем геофизики – краткосрочный прогноз землетрясений. Разработки в этом направлении опираются на комплекс методов и средств наблюдений за физико-химическими процессами в различных оболочках Земли.

В ряде случаев за несколько дней и часов до начала землетрясений наблюдалось возрастание электромагнитных шумов (ЭМШ), которые на порядок превосходили фоновые значения. Предположение о причастности ЭМШ к землетрясению основано на том, что во время измерений в верхней атмосфере не наблюдалось каких-нибудь заметных возмущений. К таким событиям относятся землетрясения в Спитаке (Армения, 1988 год, $M = 6,9$), Лома Приете (США, 1989 год,

$M = 7,1$) Нортридже (США, 1994 год, $M = 6,7$) и в ряде других мест. Указанный эффект удаётся наблюдать на расстояниях в десятки и первые сотни километров от эпицентра землетрясения.

Обнаружимость сейсмоэлектромагнитных сигналов безусловно доказана наблюдениями в Японии и более ранними – на Камчатке. Вопрос о преобразовании механической энергии «очага» в энергию электромагнитного поля остаётся еще не вполне ясным. Гипотеза о действии в земной коре инерционного механизма преобразования приводит к необходимости оценки амплитуды электромагнитного сигнала, соответствующего результату наблюдений.

Исследованием сейсмоэлектромагнитных явлений в настоящее время активно занимаются в ИФЗ РАН, в ИКИР ДВО РАН, ИЗМИ РАН.

Источником электромагнитных колебаний в полости Земля – ионосфера могут быть также излучения, проникающие в резонатор через ионосферу из космоса. Космическая природа электромагнитных колебаний, наблюдаемых в приземном слое атмосферы, установлена с высокой степенью достоверности. Речь идёт о регулярных и нерегулярных колебаниях геомагнитного поля (колебания P_c и P_i), наблюдаемых в диапазоне частот от нескольких миллигерц до нескольких герц [14, 15].

Лунно-солнечные приливы

Одна из причин появления периодичностей электрического поля Земли – воздействие на геофизическую среду лунно-солнечных приливов.

В литературе достаточно широко рассмотрены крупномасштабные колебания атмосферы, возникающие в результате: а) действия сил притяжения Луны и Солнца и б) теплового воздействия Солнца. Приливом обычно называют колебания, возбуждающиеся в результате действия обоих факторов, а термическим приливом – колебания, возникающие в результате нагревания. Правильное объяснение возникновения приливов впервые появилось у И. Ньютона в его фундаментальном труде «Математические начала натуральной философии». Приливы возникают под влиянием сил притяжения Луны и Солнца, действующих в соответствии с тремя законами механики, открытыми Ньютоном.

Суточные изменения температуры воздуха и давления свидетельствуют о том, что эти изменения сопровождаются суточными колебаниями распределения массы воздуха, а следовательно, и колебательными движениями воздуха (атмосферные приливы). С помощью процесса усреднения французский физик П.-С. Лаплас впервые пытался обнаружить присутствие в атмосфере лунных приливов. Приливы термические и гравитационные в течение двух последних столетий усиленно обсуждались в периодической литературе.

Приливные колебания на больших высотах оказались наиболее заметной компонентой общего изменения давления и плотности, причём настолько значительной, что без знания этих колебаний невозможен точный расчёт движения искусственных тел в верхней атмосфере. Это обусловило большой интерес и непрерывно растущее число публикаций как по наблюдениям, так и по теории атмосферных приливов. Оценка степени воздействия атмосферных приливов на электромагнитные поля в резонаторе Земля – ионосфера играет при этом важную роль [14, 15].

3. Электрическая структура приземного слоя атмосферы

Электрическая структура атмосферы – газовой оболочки Земли – тесно связана с процессами, протекающими в пространстве от уровня земной поверхности до высот в десятки земных радиусов. Изменение электрических свойств атмосферы при переходе от нижних к более высоким её слоям обусловлено двумя основными факторами: уменьшением с высотой плотности воздуха и размещением основного источника энергии – Солнца – вне земной атмосферы.

Один из наиболее существенных эффектов действия на атмосферу солнечного излучения – ионизация составляющих её газов, которую вызывают ультрафиолетовое и рентгеновское космические излучения. Преимущественное поглощение ионизирующего излучения Солнца в верхних слоях атмосферы и понижение плотности воздуха с высотой создают значительную неоднородность в высотном ходе удельной электрической проводимости воздуха, которая приблизительно экспоненциально увеличивается с высотой от значения 10^{-18} См · м⁻¹ у поверхности Земли до 10^{-7} См · м на высоте 100 км. Это различие значений проводимости позволяет рассматривать воздух у Земли как хороший

изолятор, а в ионосфере и выше – как проводник. Ввиду ещё более высокой электрической проводимости среды околоземного космического пространства Земля вместе с атмосферой относительно межпланетной среды представляется нейтральной. Однако в земной атмосфере действует глобальный процесс разделения зарядов, в результате которого атмосфера постоянно содержит избыточный положительный объёмный заряд, а на земной поверхности индуцирован нейтрализующий его поверхностный отрицательный заряд. Это разделение зарядов – причина существования электрического поля (ЭП) в тропосфере. Величина и направление ЭП широко варьируются в пространстве и времени и зависят от погодных условий, орографии местности, времени года, суток и других факторов. В безоблачную погоду ЭП приблизительно вертикально и его напряжённость уменьшается с высотой в среднем от 130 В/м у поверхности Земли до нескольких вольт на метр на высоте 10 км [14, 15].

Одна из особенностей электрических процессов атмосферы – их двойственный характер: они одновременно порождают сложно отделяемые один от другого эффекты местного и глобального масштабов.

Эффекты глобального масштаба проявляются в одновременном по всей Земле изменении напряжённости ЭП атмосферы (унитарные вариации). Известны по крайней мере четыре периода унитарных вариаций ЭП: 11-летний, годовой, 27-суточный, суточный. В годовом периоде поле принимает минимальное значение в июне, а максимальное – в январе. В суточном периоде унитарная компонента поля минимальна в утренние часы (3 – 8 ч) и максимальна около 19 ч всемирного времени. Средние значения напряжённости поля зависят от широты: они максимальны в умеренных широтах и минимальны у экватора и в полярных областях.

Эффекты местного масштаба определяются метеорологическими условиями, характерными для данного района: облака, осадки, туман, метели, пыльные бури вызывают изменение напряжённости поля с периодами в диапазоне от долей секунды да нескольких часов.

Источники наиболее сильных полей в атмосфере – грозовые облака, напряжённость поля под которыми у земной поверхности достигает 10^4 В/м. Грозовое облако также является генератором электрических

разрядов, вызывающих скачки напряжённости поля у земной поверхности. Кучевые облака, в частности облака хорошей погоды, вызывают небольшие отрицательные изменения ЭП.

Итак, ЭП тропосферы – результат векторного сложения компонент полей от различных источников: унитарной E_y , общей для всей Земли, метеорологической E_M от местных метеорологических источников, от источников солнечной и космической природы E_K и полей антропогенного происхождения E_A

$$E = E_y + E_M + E_K + E_A.$$

На рис. 11.1 приведена эквивалентная схема атмосферной электрической цепи: *а* – общий случай, *б* – модификация для случая океанической модели.

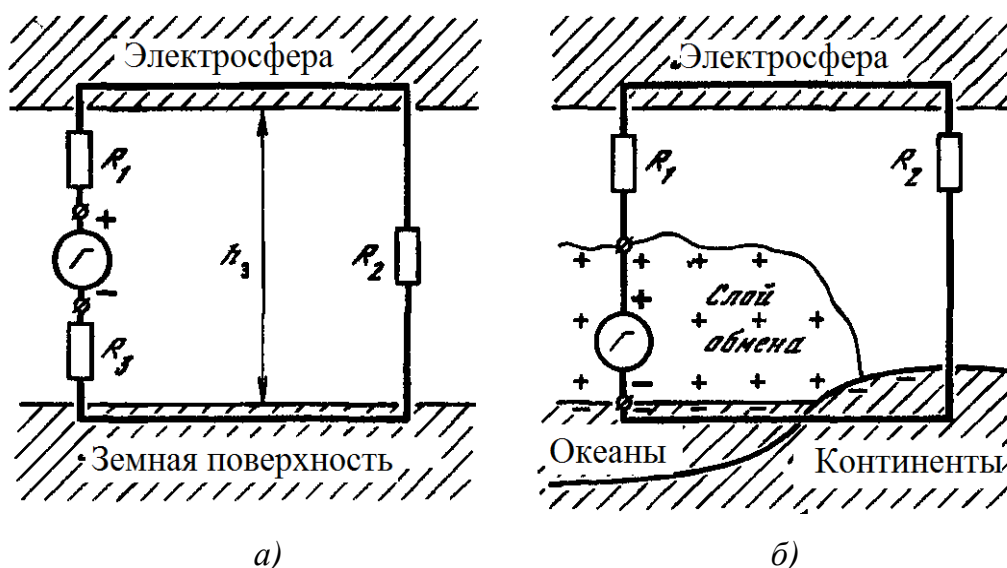


Рис. 11.1

Из общих соображений, основанных на факте существования унитарной вариации с суточным и годовым периодами, следует, что электризация атмосферы связана с положением Земли относительно Солнца. Механизм этой связи, как и механизм генерации атмосферных зарядов, в настоящее время полностью не раскрыт и составляет одну из главных проблем теории атмосферного электричества.

Для простоты рассуждений о возможной природе вариаций электрического поля обычно рассматривают эквивалентную схему глобальной электрической цепи (см. рис. 11.1), которую в простейшем

случае можно моделировать генератором тока, расположенным в тропосфере, с последовательно включёнными сопротивлениями: R_1 – между верхним положительным полюсом генератора и проводящей верхней атмосферой – электросферой; R_2 – между электросферой и земной поверхностью в области отсутствия генерации зарядов; R_3 – между земной поверхностью и нижним отрицательным полюсом генератора (в случае если процесс разделения зарядов происходит существенно над земной поверхностью).

Используем условия непрерывности плотности вертикального тока проводимости в виде

$$j = \lambda_0 E_y = \overline{\lambda} \overline{E_y} = \overline{\lambda} \frac{\varphi_3}{h_3},$$

где E_y , $\overline{E_y}$, λ_0 , $\overline{\lambda}$ – приземные и средние по вертикальному столбу величины напряжённости унитарной компоненты ЭП и проводимости воздуха в точке измерения; φ_3 , h_3 – потенциал и эффективная высота нижней границы электросферы в точке измерения.

Тогда унитарную компоненту в районе измерений можно выразить соотношением

$$E_y = \overline{\lambda} U_r R_2 / \overline{\lambda}_0 h_3 (R_1 + R_2 + R_3),$$

где U_r – разность потенциалов на полюсах генератора.

Методы измерения электрических полей

Методы измерения электрических полей в атмосфере целесообразно разделить на три класса: в первом из них напряжённость ЭП оценивают по разности потенциалов между электродами, находящимися в исследуемом поле; во втором – по величине заряда, индуцируемого измеряемым полем на поверхности проводника; в третьем – по влиянию поля на массовое движение электронов или ионов естественной или искусственной природы. Принятая классификация удобна для дальнейшего обсуждения, однако довольно условна: в частности, в окрестностях проводящих электродов, находящихся в ионосферной или магнитосферной плазме, возникает сложная картина распределения ЭП и потоков заряженных частиц, определяющих измеряемые потенциалы электродов. Таким образом, при измерении разности потенциалов оценивают и эффект потоков заряженных частиц в исследуемом поле.

4. Мониторинг электрического поля приземного слоя атмосферы на физическом полигоне ВлГУ

На физическом экспериментальном полигоне ВлГУ создана система многоканального синхронного мониторинга электрического и геомагнитного полей с метеопараметрами. Разработка приёмно-регистрающего комплекса началась в 1972 году. Основная экспериментальная база проводимых исследований – физический экспериментальный полигон ВлГУ, расположенный в 40 км от г. Владимира на территории 4 га и служащий для непрерывных синхронных регистраций электрического и геомагнитного полей в ИНЧ-диапазоне. Комплекс приёмных антенн включает в себя антенны наземного, подземного и подводного типов, магнитные антенны (феррозондовые магнитометры), флюксометры для измерения электростатического поля в приземном слое, систему графитовых электродов, метеокомплекс [14, 15].

Непрерывный мониторинг электрического и геомагнитного полей приземного слоя атмосферы в инфранизкочастотном диапазоне осуществляют с целью фундаментальных исследований электромагнитного поля приземного слоя атмосферы; изучения атмосферного электричества; обнаружения электромагнитных предвестников землетрясений; оценки гравитационного воздействия лунных приливов на электромагнитное поле Земли (ЭМПЗ); оценки гравитационно-волнового воздействия астрофизической природы; биофизического влияния ИНЧ ЭМПЗ на показатели здоровья человека [14, 15].

Созданный комплекс выполняет задачи регистрации электрического поля, геомагнитного поля, метеоданных; сбора, обработки и хранения результатов мониторинга; удаленного анализа баз экспериментальных данных.

За 2010 – 2022 годы удалось осуществить модернизацию приёмно-регистрающей системы мониторинга на физическом экспериментальном полигоне на базе программно-аппаратного комплекса «Мегаполис-ТМ». Модернизация приёмно-регистрающего комплекса физического полигона произошла в связи с необходимостью обеспечения удалённого доступа к информации, получаемой с датчиков полигона, а также с необходимостью обеспечения системы сбора данных отказоустойчивым промышленным компьютером и системой аналого-цифровых преобразователей (АЦП) повышенной надёжности.

На рис. 11.2 показана общая структура разрабатываемой системы мониторинга, находящейся на полигоне ВлГУ. В системе применяют: промышленный компьютер; программируемый логический контроллер (ПЛК); встроенные и внешние АЦП компании *Advantech*; метеостанцию. Все элементы монтируются в герметичный шкаф, который имеет термостатирование. Таким образом, надёжность системы существенно увеличилась и появилась возможность применять систему при отрицательных температурах.

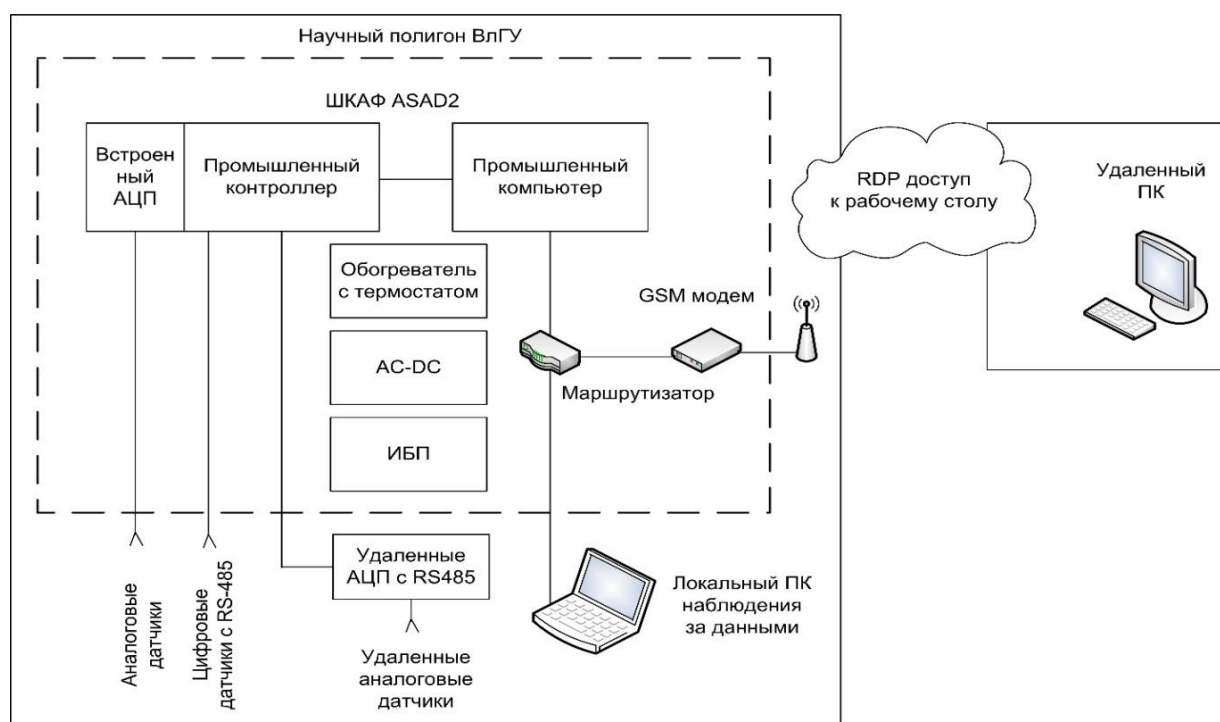


Рис. 11.2

Разработанный комплекс имеет выход в глобальную сеть Интернет и доступ к удалённому рабочему столу, по которому осуществляется просмотр текущих и архивных данных, а также настройка системы. В отличие от имеющихся систем мониторинга разработанная система является переносной, мобильной.

На рис. 11.3 представлена система сбора данных мониторинга электрического поля приземного слоя атмосферы, геомагнитного поля, метеоданных.

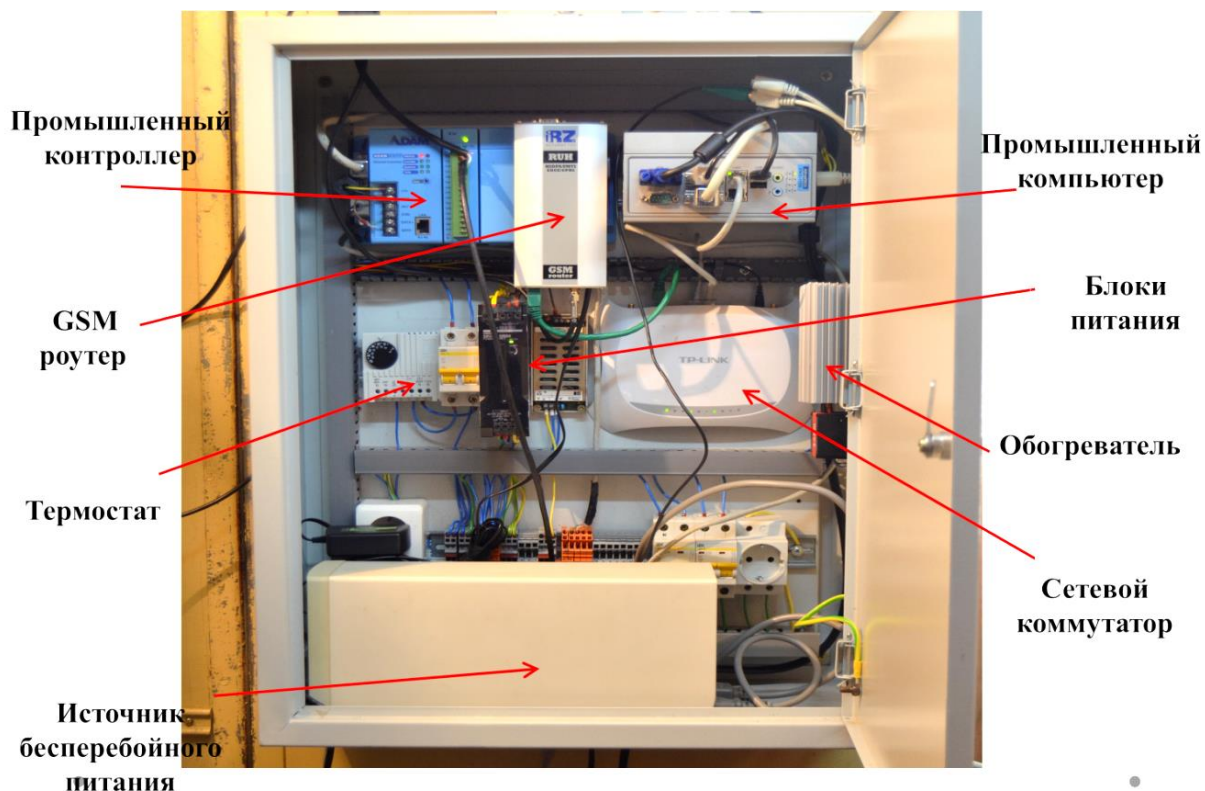


Рис. 11.3

Разработан и изготовлен датчик регистрации электрического поля – флюксометр. На рис. 11.4 показан внешний вид разработанного



Рис. 11.4

и изготовленного флюксометра. Основные характеристики разработанного флюксометра: диапазон измерения $\pm 10\,000$ В/м; точность измерения 2 В/м; чувствительность устройства 0,2 В/м/мВ; реальная рабочая полоса частот устройства 4,5 Гц; неравномерность коэффициента передачи в полосе частот 0,5 дБ; подавление сетевой помехи на частоте 50 Гц – не менее 40 дБ.

На рис. 11.5 приведены примеры записей электрического поля приземного слоя атмосферы, осуществлённых с помощью разработанной системы мониторинга.

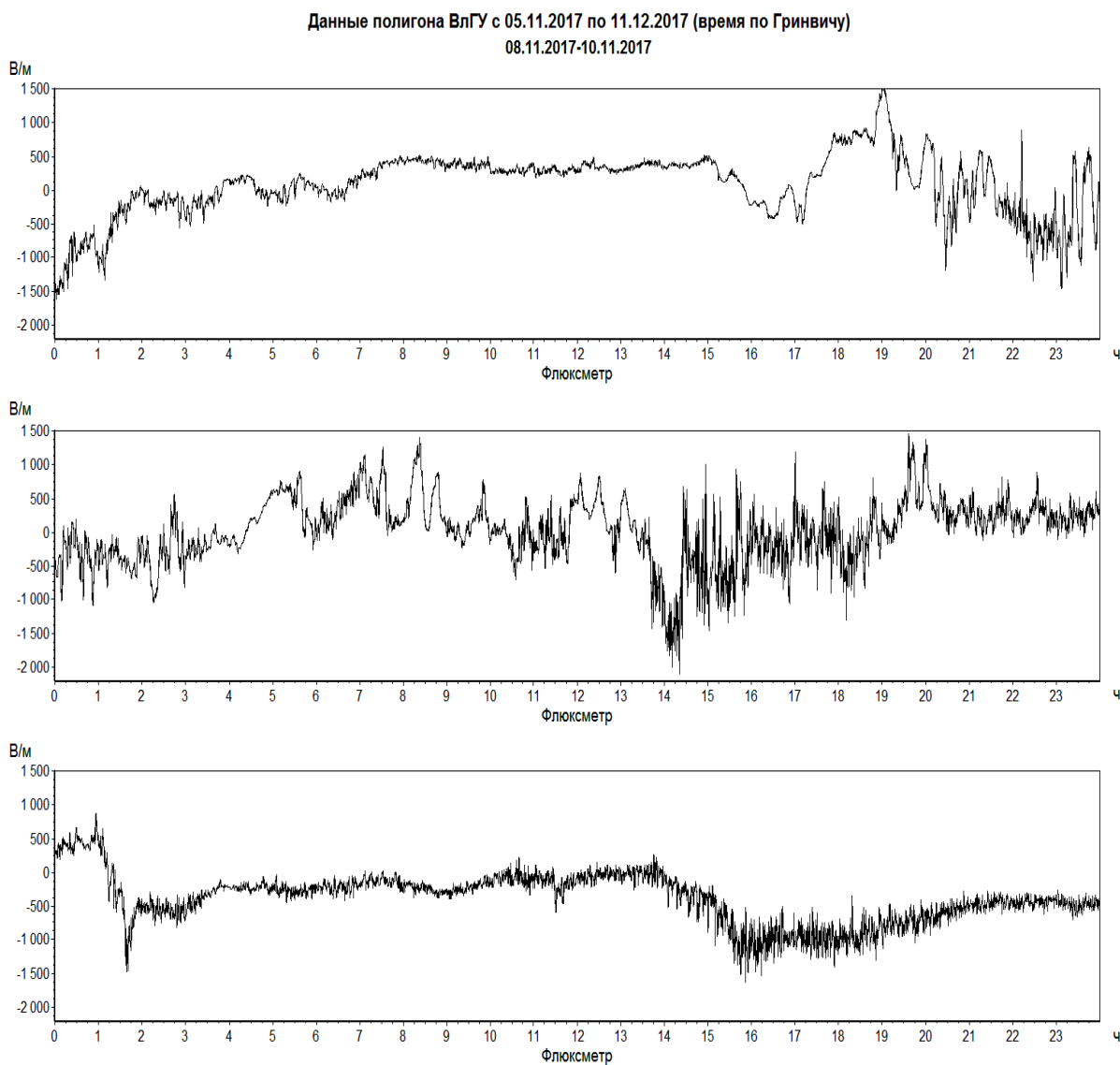


Рис. 11.5

Вопросы для самоконтроля

1. Перечислите основные характеристики резонатора Земля – ионосфера.
2. Напишите формулу градиента потенциала электрического поля приземного слоя атмосферы и проанализируйте связь с грозовой активностью на земном шаре.
3. Взаимосвязь атмосферного электричества с какими геофизическими процессами установлена недостоверно?
4. От чего зависит уровень естественных помех ИЗЧ-диапазона?

5. Какие источники вариаций электрических полей в приземном слое атмосферы вам известны?

6. Перечислите известные механизмы возбуждения вариаций электрического поля в приземном слое атмосферы.

7. Каковы причины помеховой обстановки под поверхностью Земли?

8. Напишите закон изменения вертикальной составляющей напряженности электрического поля в приземном слое в зависимости от расстояния в КНЧ-диапазоне.

9. Объясните возникновение солнечного прилива в атмосфере Земли.

10. Каков принцип работы датчика электрического поля?

Лекция № 12

ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

План

1. Геомагнитное поле и его компоненты.
2. Источники геомагнитного поля.
3. Методы измерения геомагнитного поля и его вариаций.
4. Измерение геомагнитного поля на физическом полигоне ВлГУ.

1. Геомагнитное поле и его компоненты

Геомагнитное поле (ГМП) Земли складывается из двух частей различной природы: очень медленно меняющейся, почти постоянной, источник которой расположены внутри Земли, и переменной, генерируемой электрическими токами, текущими в ионосфере и магнитосфере. Напряжённость переменной части поля составляет не более 2 процентов от части внутреннего происхождения.

ГМП в грубом приближении подобно полю однородно намагниченного шара с магнитным моментом $M = 2,7 - 10^{12} \text{ А/м}^2$ и осью,

наклонённой к оси вращения Земли под углом $\sim 11,5^\circ$. Геомагнитные полюсы расположены в точках с координатами $11,5^\circ$ с. ш., 290° в. д., и $11,5^\circ$ ю. ш., 110° в. д.

Распределение ГМП в пространстве обычно характеризуют тремя магнитными элементами:

1) горизонтальной составляющей

$$H_r = \sqrt{H_x^2 + H_y^2};$$

2) наклоном J (углом между направлением вектора поля

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} \text{ и горизонтальной плоскостью);}$$

3) склонением D (углом между направлениями на геомагнитный и географический полюсы) или тремя прямоугольными составляющими: $H_x = H_r \cos D$ (направлена на географический север), $H_y = H_r \sin D$ (на восток) и $H_z = H_r \operatorname{tg} J$ (вертикально вниз).

Соотношения между магнитными элементами и прямоугольными составляющими показаны на рис. 12.1.

Величины магнитных элементов на поверхности Земли изменяются от $J = 90^\circ$, $H_r = 0$, $H_z = 0,065$ мТл на северном геомагнитном полюсе до $J = -90^\circ$, $H_r = 0$, $H_z = -0,065$ мТл – на южном; в районе геомагнитного экватора H_z проходит через нуль, а H_r достигает наибольшей величины – $0,032$ мТл. Склонение D , обусловленное несовпадением геомагнитных и географических полюсов, в средних и низких широтах невелико (несколько градусов), а в высоких может достигать любых величин, вплоть до 180° . При удалении от поверхности Земли ГМП уменьшается примерно обратно пропорционально r^3 , где r – геоцентрическое расстояние до данной точки.

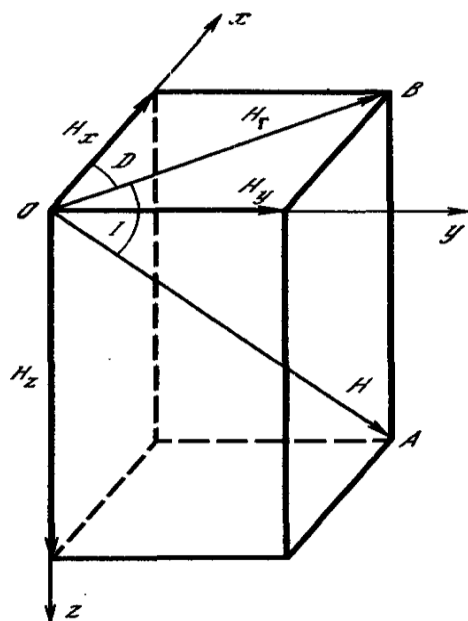


Рис. 12.1

Региональные и локальные аномалии вызываются намагничиванием неравномерно распределенных в земной коре горных пород, обладающих ферромагнитными свойствами. В целом эти аномалии ответственны лишь за очень малую ГМП (~1 %). Среднеквадратичная величина поля мелкомасштабных аномалий, осреднённая по всей поверхности Земли, составляет ~ 200 нТл. Тем не менее поле отдельных аномалий, в особенности связанных с близким к поверхности земли залеганием больших рудных масс, может быть достаточно велико (превышать 0,11 мТл). Пример интенсивных локальных аномалий – широко известная Курская магнитная аномалия.

2. Источники геомагнитного поля

Основную крупномасштабную часть ГМП (поле однородного намагничивания и материковых аномалий), называемую «главным» полем, создают электрические токи, текущие во внешней жидкой части земного ядра, состоящего из расплавленных железоникелевых масс. Электрические токи индуцируются в результате конвективных движений высокопроводящих масс в первичном очень слабом поле, природа которого к настоящему времени неясна. Этот механизм генерации ГМП подобен механизму создания поля в обычной динамо-машине. Существенный довод в пользу динамо-теории ГМП – обнаружение магнитных полей у других планет, имеющих жидкие ядра (Юпитер, Меркурий, Венера). Измерения, выполненные на космических аппаратах, обнаружили сходство полей этих планет с земным полем: поля Юпитера и Меркурия в грубом приближении также являются полями однородного намагничивания с осями, близкими к осям вращения этих планет. МП Луны мало по величине и определяется магнетизмом слагающих лунную кору пород.

Главное ГМП Земли меняется со временем как по величине, так и по конфигурации. Изменения ГМП (вековые вариации) включают в себя колебания с разными характерными временами: от немногих десятков лет (известны, например, 20-летние вариации) до десятков

тысяч лет. Изучение ГМП за прошедшие годы и в прошлые геологические эпохи осуществляется архео- и палеомагнитными методами, суть которых заключается в следующем: изверженная горная порода, содержащая ферромагнитные компоненты, намагничивается, остывая в земном ГМП, и как бы «запоминает» его. Поэтому, измеряя магнитные свойства образцов горных пород, можно определить величину и направление ГМП в период их образования. Также намагничиваются во время обжига кирпичи или глиняная посуда, что позволяет изучать ГМП в разные исторические эпохи.

Палеомагнитные исследования позволили обнаружить исключительно интересное свойство ГМП – обращения полярности (инверсии) главного поля, которые многократно наблюдались в течение геологической истории Земли. Последняя изученная инверсия была в середине четвертичного периода (0,8 млн лет назад).

На рис. 12.2 представлена магнитограмма магнитных элементов H , D , Z обсерватории Красная Пахра (Московская область) во время магнитной бури 1 мая 1978 года.

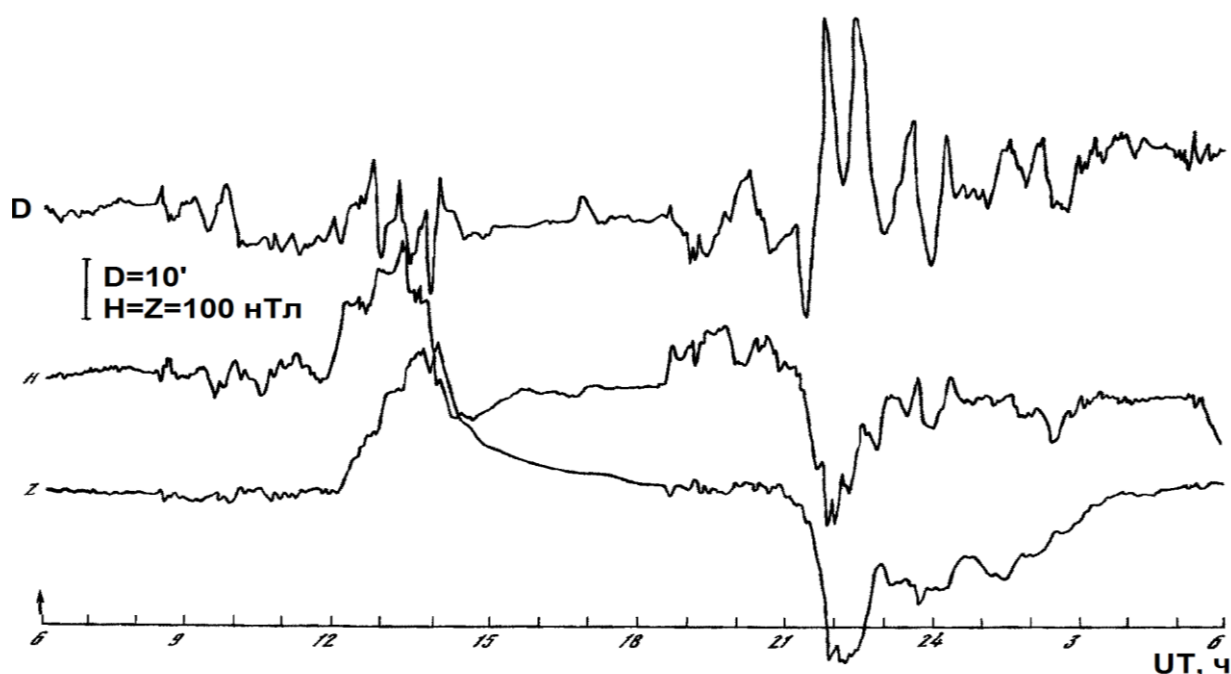


Рис. 12.2

3. Методы измерения геомагнитного поля и его вариаций

За последние годы в связи с геомагнитными космическими и магнитобиологическими исследованиями возрос интерес к задачам измерения слабых МП (до нескольких нанотесл).

Классификацию методов измерения МП можно проводить различными способами. Удобно, в частности, выполнить её в соответствии с физическими явлениями, которые положены в основу действия магнитометрического прибора. Мы рассмотрим лишь те приборы, которые нашли широкое применение в геомагнитных исследованиях. Для проведения современных магнитных измерений наиболее часто используют магнитостатические индукционные и квантовые магнитометры.

Магнитостатические магнитометры

Основа построения магнитометров этого типа – чувствительные элементы: постоянные магниты, подвешенные на упругой нити, чаще всего кварцевой. В получивших широкое признание магнитометрах (вариометрах) чувствительный элемент выполнен в виде прямоугольной цельнокварцевой рамки, три стороны которой сделаны из пруткового плавленого кварца, а четвёртая – из тонкой кварцевой нити с укреплёнными на ней постоянным измерительным магнитом и кварцевым зеркалом. При изменении внешнего МП укреплённый на кварцевой нити магнит поворачивается на некоторый угол от начального положения до уравнивания момента вращения, обусловленного действием ГМП и моментом кручения нити. Мерой воздействия внешнего МП служит угол отклонения измерительного магнита, регистрацию которого производят оптическим методом на фотографическую бумагу или плёнку.

Приборы магнитостатического типа применяют для относительных измерений компонент ГМП и главным образом для регистрации их вариаций (с периодами от 3 – 5 мин до суток). Градуировку приборов производят при помощи витка с электрическим током. Цена деления вариометров обычно составляет 1 – 3 нТл/мм. Скорости протяжки бумаги равны 20 и 90 мм/ч [7].

Индукционные магнитометры

Действие индукционных магнитометров основано на законе электромагнитной индукции, т. е. на возникновении ЭДС в витке провода при изменении действующего на него магнитного потока. Чувствительность этих приборов определяется размерами и числом витков катушки, а также магнитными свойствами сердечника и зависит от частоты измеряемого поля. Распространению индукционных магнитометров способствовало появление сплавов высокой магнитной проницаемости (например, пермаллой) и применение их в качестве сердечников индукционных катушек.

Для измерения короткопериодных вариаций ГМП применяют индукционные катушки с ферромагнитным сердечником или без него, в том числе трёхкомпонентные индукционные магнитометры. Последние имеют усилители, обеспечивающие измерения вариаций в диапазоне частот от 0,005 до 100 Гц. Аналоговая запись вариаций производится с чувствительностью от 0,5 до 0,005 нТл/мм. Применение аналого-цифрового преобразователя позволяет получать информацию индукционных магнитометров в цифровой импульсно-кодовой форме, пригодной для ввода в ЭВМ.

Для измерений ГМП и его вариаций в верхней атмосфере на ракетах и спутниках применяют магнитометрические зонды. Принцип их действия основан на измерении ЭДС, наводимой в зондирующей катушке при её вращении во внешнем МП. На спутниках подобный магнитометр обеспечивал регистрацию вариаций ГМП в частотном диапазоне 0,1 – 1000 Гц.

Квантовые магнитометры

Квантовые приборы включают в себя три типа магнитометров, принцип действия которых основан на измерении частоты свободной ядерной прецессии (протонно-прецессионный магнитометр), на оптической ориентации атомов и на эффекте сверхпроводимости.

Принцип действия протонно-прецессионного магнитометра состоит в следующем. Протоны (атомные ядра) кроме массы и электрического заряда обладают также механическим моментом количества движения \vec{p} и магнитным моментом $\vec{\mu}$. Ядро можно представить в виде

элементарного гироскопа, вдоль оси которого направлен магнитный момент. Внешнее МП напряжённостью H стремится ориентировать ядра таким образом, чтобы их магнитные моменты повернулись вдоль этого поля, но механические моменты ядер препятствуют изменению ориентации. Под действием этих сил происходит прецессия ядер, при которой магнитные моменты ядер описывают конусы вокруг направления внешнего поля. Угловая частота прецессии пропорциональна модулю напряжённости поля $|\vec{H}|$

$$\omega = \gamma_p |\vec{H}|,$$

$$\gamma_p = \frac{\vec{\mu}}{\vec{\rho}} - \text{гиромангнитное отношение протона.}$$

Измерение поля $|\vec{H}|$ сводится к измерению частоты прецессии. Так как γ_p – мировая константа, то измерения модуля вектора МП методом протонной прецессии могут быть названы абсолютными. Для получения свободной ядерной прецессии в протоносодержащей жидкости, находящейся в поле \vec{H} , создают дополнительное поляризующее поле \vec{H}_p , значительно превосходящее поле \vec{H} и направленное к нему под углом. Для этого через обмотку датчика, внутри которой находится протоносодержащая жидкость, в течение некоторого времени пропускают ток. Возникшая принудительная ориентация протонов создаёт в датчике намагниченность \vec{M} , направленную вдоль результирующего поля. Поляризующее поле выключается достаточно быстро, чтобы за это время вектор \vec{M} практически не успел изменить свою ориентацию. В этом случае вектор ядерного намагничивания начинает свободно прецессировать вокруг поля \vec{H} , наводя в обмотке датчика ЭДС, частота которой пропорциональна полю \vec{H} . После отключения источника тока, обеспечивающего поляризацию, обмотку датчика подключают к усилителю и сигнал, наведённый в датчике, усиливают до величины, необходимой для измерения частотомером. Необходимость поляризации приводит к дискретности измерений. Магнитометр измеряет модуль вектора МП. Для компонентных измерений необходима дополнительная специальная конечная система.

Магнитометры с оптической ориентацией

В магнитометрах, основанных на прецессии атомных магнитных моментов щелочных металлов и гелия в газообразном состоянии, поляризация магнитных моментов атомов осуществляется с помощью оптического излучения или спинового обмена, а детектирование магнитного резонанса производится по изменению интенсивности и поляризации излучённого атомами света. Измерение МП сводится к измерению частоты перехода между зеемановскими подуровнями атомов, ориентированных методом оптической накачки. В магнитометрах используются эффекты взаимодействия атомов рабочего вещества (пары рубидия, цезия или гелия) с ЭМП двух диапазонов частот: радио и оптического. В силу дискретности энергетических уровней атома это взаимодействие носит резонансный характер.

Переход с одного уровня энергии на другой совершается при поглощении или испускании атомом кванта электромагнитной энергии. Для получения перехода предварительно создают большую разность населённостей зеемановских подуровней атомов путём поляризации возбуждающего света; такое состояние одновременно соответствует определённой ориентации атомов относительно МП.

Сверхпроводящие квантовые магнитометры

Рассмотрим далее сверхпроводящие квантовые магнитометры, обеспечивающие измерения слабых МП.

Принцип действия чувствительных элементов сверхпроводящих магнито- и градиентометров основан на одном из квантовых явлений в сверхпроводниках, обычно на эффекте Джозефсона. Сверхпроводящий чувствительный элемент находится в криостате с жидким гелием. Создание таких приборов представляет большой интерес для различных физических и медико-биологических исследований.

Сверхпроводящие квантовые магнитометры могут обладать высокой чувствительностью (до 1,10 нТл) в динамическом диапазоне от 1 до 100 мкТл и быстродействием до $1 - 10^{-9}$ с. Однако из-за больших трудностей создания высокочувствительных магнитометров и необходимости достаточно долго поддерживать сверхнизкие температуры в настоящее время известны лишь лабораторные образцы приборов.

Разработаны также магнитометры – флюксометры со сверхпроводящими квантовыми интерференционными датчиками, которые обеспечивают чувствительность до $1,2 \cdot 10^{-4}$ нТл в диапазоне полей от 10^{-7} до 10^3 нТл. Приборы применяются для контроля за стабильностью сверхпроводящих магнитов и определения магнитной восприимчивости малых образцов ($0,15 \text{ см}^3$).

4. Измерение геомагнитного поля на физическом полигоне ВлГУ

В настоящее время на физическом экспериментальном полигоне ВлГУ установлена магнитовариационная однокомпонентная станция



Рис. 12.3

(МВС) на базе датчика Кварц-7 «Кварц-7.1» (рис. 12.3). МВС предназначена для проведения измерений вариаций в аналоговом виде данных D -составляющей магнитного поля Земли. МВС измеряет в аналоговом виде значения вариаций компоненты D . МВС состоит из кварцевого датчика, системы преобразования вариаций магнитного поля в электрический сигнал, усилителя и преобразователя ток – магнитное поле (ка-

тушка обратной связи на датчике). В качестве датчика применяют кварцевый вариометр, который обладает высокой стабильностью метрологических параметров, прежде всего стабильностью «нуля» (дрейф, изменение во времени нулевого уровня). Технические данные магнитометра: динамический диапазон измерения вариаций поля Земли по D -компоненте ± 2000 нТл; коэффициент преобразования напряжение/поле – $0,937 \text{ мВ/нТл}$; пределы допустимой приведённой погрешности измерений не более $\pm 0,25 \%$; нормальный рабочий диапазон температур $20 - 5 \text{ }^\circ\text{C}$; температурный коэффициент в нормальном диапазоне температур $0,4 \text{ нТл/град.}$; работоспособность станции сохраняется в диапазоне температур от -20 до $+50 \text{ }^\circ\text{C}$; напряжение питания от источника постоянного тока $7 - 15 \text{ В}$.

На рис. 12.3 представлен внешний вид магнитовариационной одноконтурной станции (компонента D).

На рис. 12.4 и 12.5 приведены примеры записей компоненты D геомагнитного поля, полученные с помощью магнитовариационной станции на физическом полигоне ВлГУ.

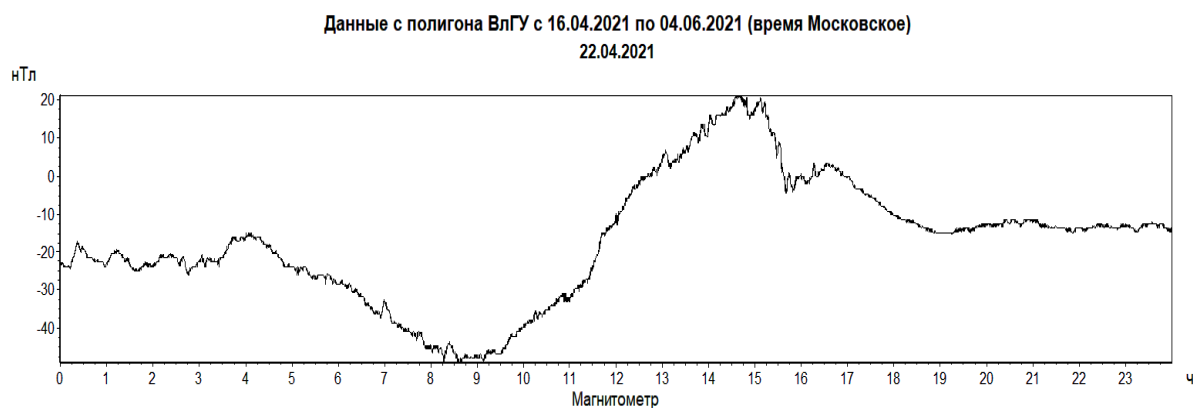


Рис. 12.4

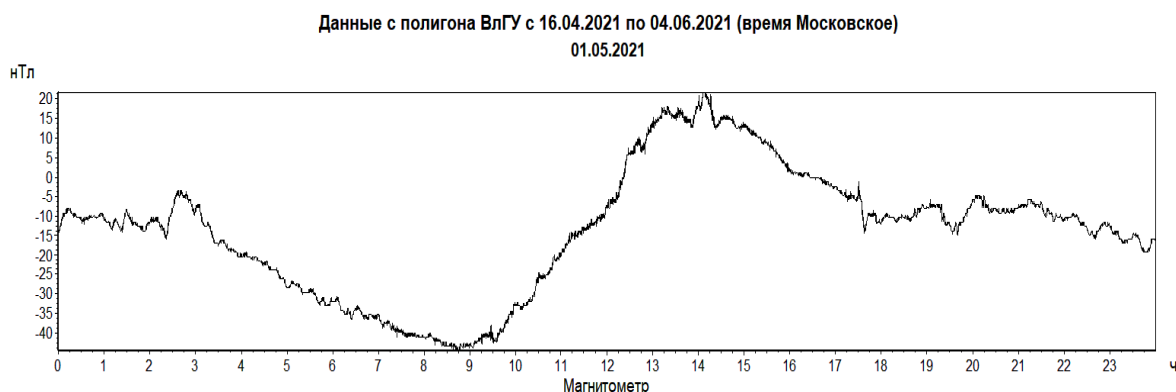


Рис. 12.5

Вопросы для самоконтроля

1. Какова природа геомагнитного поля Земли и каковы его источники?
2. Перечислите компоненты геомагнитного поля.
3. Поясните известные методы измерения геомагнитного поля.
4. Расскажите о мониторинге геомагнитного поля на физическом полигоне Владимирского государственного университета.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В третьей части лекций по физике представлена информация по электромагнетизму: элементы теории поля; напряжённость электрического поля; потенциал электрического поля; диэлектрики в электрическом поле; электрическое поле проводников; постоянный электрический ток; магнитное поле в вакууме; магнитное поле в веществе; электромагнитная индукция; движение заряженных частиц в электрическом и магнитном полях; электрическое поле Земли; геомагнитное поле.

Четвёртая часть лекций по физике, посвящённая колебаниям, волнам и оптическим явлениям, будет содержать материал по механическим колебаниям и волнам; электромагнитным колебаниям, уравнениям Максвелла и электромагнитным волнам; таким оптическим явлениям, как интерференция, дифракция, поляризация, дисперсия.

Лекционный материал будет сопровождаться примерами лекционных демонстраций и вопросами для самоконтроля студентов, рекомендательный библиографический список содержать ссылки на основные курсы по физике для высших учебных заведений, а также учебно-методические пособия по лекционным демонстрациям по физике. Лекции по колебаниям, волнам и оптике будут содержать материал в соответствии с программой по физике для высших учебных заведений.

РЕКОМЕНДАТЕЛЬНЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Галкин, А. Ф.* Физика в лекционных демонстрациях : учеб.-метод. пособие / А. Ф. Галкин, Л. В. Грунская, В. В. Дорожков ; Владим. гос. ун-т им. А. Г. и Н. Г. Столетовых. – Владимир : Изд-во ВлГУ, 2019. – 171 с. – ISBN 978-5-9984-0957-8.

2. *Гервидс, В. И.* Лекционные демонстрации по физике [Электронный ресурс] / В. И. Гервидс. – URL: <https://www.youtube.com/watch?v=9zIynk0LszA> (дата обращения: 08.07.21).

3. *Иродов, И. Е.* Электромагнетизм. Основные законы / И. Е. Иродов. – 7-е изд., стер. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2009. – 319 с. – ISBN 978-5-9963-0064-8.

4. *Савельев, И. В.* Курс общей физики. В 3 т. Т. 2 / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1978. – 480 с.

5. *Сивухин, Д. В.* Общий курс физики. В 5 т. Т. 3 / Д. В. Сивухин. – М. : Наука, 1975. – 552 с.

6. *Зисман, Г. А.* Курс общей физики. В 3 т. Т. 2 / Г. А. Зисман, О. М. Тодес. – М. : Наука, 1969. – 340 с.

7. *Трофимова, Т. И.* Курс физики / Т. И. Трофимова. – М. : Высш. шк., 1990. – 478 с. – ISBN 5-7695-2629-7.

8. *Кунин, В. Н.* Конспект лекций по трудным разделам физики / В. Н. Кунин ; Владим. политехн. ин-т. – Владимир, 1982. – 52 с.

9. Физика. Программа, методические указания и задачи для студентов-заочников (с примерами решения) / сост. А. Ф. Галкин [и др.] ; под ред. А. А. Кулиша ; Владим. гос. ун-т. – Владимир, 2002. – 128 с.

10. *Детлаф, А. А.* Курс физики : учеб. пособие для вузов / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – 4-е изд., испр. – М. : Высш. шк., 2002. – 718 с. – ISBN 978-5-7695-4875-8.

11. *Фриш, С. Э.* Курс общей физики. В 3 т. Т. 2. Ч. 1 – 3. Электрические и электромагнитные явления / С. Э. Фриш, А. В. Тиморева. – М. : Физматгиз, 1962. – 480 с.

12. *Яворский, Б. М.* Основы физики. В 2 т. Т. 1 / Б. М. Яворский, А. А. Пинский. – М. : Наука, 1974. – 496 с.

13. Методические указания для самостоятельной работы студентов по физике / сост. А. Ф. Галкин [и др.] ; Владим. гос. ун-т. – Владимир, 1988. – 72 с.

14. *Грунская, Л. В.* Исследование электрического поля приземного слоя атмосферы на основе метода корреляционного приема : учеб. пособие / Л. В. Грунская ; Владим. гос. ун-т. – Владимир : Изд-во Владим. гос. ун-та, 2010. – 132 с. – ISBN 978-5-9984-0036-0.

15. *Грунская, Л. В.* Геофизика и биоритмы : учеб. пособие : в 2 ч. / Л. В. Грунская ; Владим. гос. ун-т. – Владимир : Изд-во ВлГУ, 2018 – 2019.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ	4
ЭЛЕКТРИЧЕСТВО	4
Лекция № 1. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ПОЛЯ	4
Вопросы для самоконтроля	6
Лекция № 2. ЗАКОН КУЛОНА. НАПРЯЖЁННОСТЬ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВАКУУМЕ	7
Вопросы для самоконтроля	23
Лекция № 3. ПОТЕНЦИАЛ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ	24
Вопросы для самоконтроля	29
Лекция № 4. ДИЭЛЕКТРИКИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ	29
Вопросы для самоконтроля	38
Лекция № 5. ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	39
Вопросы для самоконтроля	56
Лекция № 6. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК	56
Вопросы для самоконтроля	66
МАГНЕТИЗМ	67
Лекция № 7. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВАКУУМЕ	67
Вопросы для самоконтроля	80

Лекция № 8. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ	81
Вопросы для самоконтроля	90
Лекция № 9. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ	91
Вопросы для самоконтроля	103
Лекция № 10. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ	104
Вопросы для самоконтроля	111
Лекция № 11. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ	111
Вопросы для самоконтроля	123
Лекция № 12. ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ	124
Вопросы для самоконтроля	133
 ЗАКЛЮЧЕНИЕ	 134
 РЕКОМЕНДАТЕЛЬНЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	 135

Учебное издание

ГРУНСКАЯ Любовь Валентиновна

ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

Редактор Е. А. Платонова

Технические редакторы Ш. В. Абдуллаев, Н. В. Пустовойтова

Компьютерная верстка Е. А. Герасиной

Выпускающий редактор А. А. Амирсейидова

Подписано в печать 11.11.22.

Формат 60×84/16. Усл. печ. л. 8,14. Тираж 40 экз.

Заказ

Издательство

Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых.
600000, Владимир, ул. Горького, 87.