Слайд 1

Тема 1. Закон Кулона. Напряженность электростатического поля. Силовые линии

В основе всего разнообразия явлений природы лежат 4 фундаментальных взаимодействия между элементарными частицами: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное.

Каждый вид взаимодействия связывается с определенной характеристикой частиц: например, электромагнитное – с электрическим зарядом.

Электрический заряд – мера электромагнитного взаимодействия между телами.

Электрический заряд обозначается символом Q или q. В системе СИ измеряется в кулонах.

Электрический заряд является неотъемлемым свойством некоторых элементарных частиц. Элементарными частицами будем называть мельчайшие известные в настоящее время частицы материи.

Все тела в природе способны электризоваться, то есть приобретать электрический заряд.

Электрический заряд частицы – основная ее характеристика.

Электрический заряд – источник электромагнитного поля, связанный с материальным носителем. Это внутренняя характеристика элементарной частицы, которая определяет ее электромагнитное взаимодействие.

Заряд обладает фундаментальными свойствами.

Первое: различают два вида электрических зарядов, условно названных положительными и отрицательными. Одноименные заряженные тела (частицы) отталкиваются, а разноименные – притягиваются.

Самая маленькая частица электрического заряда называется элементарным зарядом. Будем обозначать его символом е. Элементарный заряд равен одной целой шести десятым, умноженным на десять в минус девятнадцатой степени кулонам.

Второе свойство электрического заряда: электрический заряд дискретен. Это означает, что существует минимальный элементарный электрический заряд, которому кратны все электрические заряды тел и частиц, – формула 1. Если физическая величина может принимать только определенные, дискретные значения, то говорят, что эта величина квантуется. Электрический заряд квантуется.

Третье свойство электрического заряда: электрический заряд является релятивистски инвариантным. Это означает, что величина заряда, измеряемая в различных инерциальных системах отсчета, оказывается одинаковой. Его величина не зависит от системы отсчета, а значит, не зависит от того, движется он или покоится.

Четвертое свойство электрического заряда: закон сохранения электрического заряда.

Слайд 2

Закон сохранения электрического заряда был установлен из обобщения опытных данных и экспериментально подтвержден физиком Майклом Фарадеем. Это один из фундаментальных строгих законов природы. Этот закон выполняется в изолированных, другими словами замкнутых, системах.

Электрически изолированная система – система, которая не обменивается зарядом с внешними телами. В такой системе могут возникать новые электрически заряженные частицы, но всегда рождаются частицы, суммарный электрический заряд которых равен нулю. Сформулируем закон сохранения электрического заряда.

Алгебраическая сумма электрических зарядов любой электрически замкнутой системы остается неизменной, какие бы процессы ни происходили внутри этой системы – формула 2.

Закон сохранения электрического заряда связан с релятивистской инвариантностью заряда. Действительно, если бы величина заряда зависела от его скорости, то приведя в движение заряды одного какого-то знака, мы изменили бы суммарный заряд изолированной системы.

Слайд 3

Для упрощения математических расчетов удобно заменить истинное распределение точечных зарядов фиктивным непрерывным распределением, игнорируя тот факт, что заряды имеют дискретную структуру. Удобно считать, что заряды определенным образом «размазаны» в пространстве. Это позволяет значительно упростить расчеты, не внося в них сколько-нибудь значительной ошибки. При переходе к непрерывному распределению вводят понятия о плотностях зарядов: линейной λ, поверхностной σ, и объемной ρ.

Линейной плотностью электрического заряда называется величина λ, численно равная величине электрического заряда dq, приходящегося на единицу длины dl заряженной нити, – формула 3.

Зная фиктивное распределение точечных зарядов, можно рассчитать величину заряда q как интеграл λ на dl – формула 4.

Поверхностной плотностью электрического заряда называется величина σ, равная величине электрического заряда dq, находящегося на единице площади поверхности dS заряженного тела, на одном квадратном метре, – формула 5.

Зная фиктивное распределение точечных зарядов, можно рассчитать величину заряда q как интеграл σ на dS – формула 6.

Объемной плотностью электрического заряда называется величина ρ, численно равная величине электрического заряда dq, находящегося в единице объема dV заряженного тела, – формула 7.

Зная фиктивное распределение точечных зарядов, можно рассчитать величину заряда q как интеграл ρ на dV – формула 8.

Из определений линейной, поверхностной и объемной плотностей электрического заряда следуют единицы измерения этих величин.

Линейная плотность электрического заряда измеряется в кулонах, деленных на метр.

Поверхностная плотность электрического заряда измеряется в кулонах, деленных на метр квадратный.

Объемная плотность электрического заряда измеряется в кулонах, деленных на метр кубический.

Слайд 4

В учении об электричестве вводится понятие точечного заряда.

Точечным зарядом называется заряженное тело, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстоянием от этого тела до других заряженных тел.

Закон, которому подчиняется сила взаимодействия точечных зарядов, был установлен Кулоном. Формулировка закона Кулона: сила взаимодействия двух неподвижных точечных зарядов пропорциональна величине каждого из зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними – формула 9.

Формула 9 записана как в векторном так и в скалярном виде.

Где k – коэффициент пропорциональности, равный 1/4πε0.

π – это константа, равная трем целым четырнадцати сотым.

ε_0 – это электрическая постоянная, ее числовое значение – восемь целых восемьдесят пять сотых, умноженных на десять в минус двенадцатой степени фарад, деленных на метр.

Так сила Кулона величина векторная, следовательно, она имеет направление. Обратите внимание на рисунок 1 на слайде.

Кулоновская сила направлена вдоль прямой, соединяющей взаимодействующие заряды.

Мы видим, что одноименные заряды отталкиваются, а разноименные притягиваются.

Слайд 5

Взаимодействие между покоящимися электрическими разрядами осуществляется посредством электрического поля.

Всякий заряд изменяет определенным образом свойства пространства – создает электрическое поле.

Электрическое поле – вид материи, посредством которого осуществляется взаимодействие между электрическими зарядами.

Это поле проявляется в том, что любой «пробный» заряд, помещенный в какую-либо точку электрического поля, испытывает на себе действие силы.

Пробный заряд – малый положительный заряд, который не производит заметного перераспределения исследуемых зарядов.

Поле, созданное неподвижными электрическими зарядами, называется электростатическим.

Электростатическое поле обладает определенными свойствами:

– электростатическое поле – это материальная среда;

– оно возникает в пространстве окружающем заряды или заряженные тела, поэтому можно говорить о том, что поле существует только с зарядом;

– электростатическое поле действует только на заряды и заряженные тела;

– оно бесконечно в пространстве;

– электростатические поля взаимопроницаемы;

– электростатическое поле обнаруживается по действию на пробный заряд.

Слайд 6

Поле, созданное неподвижными электрическими зарядами, называется электростатическим.

Силовой характеристикой электростатического поля, не зависящей от величины пробного заряда, является вектор напряженности электростатического поля. Обозначается вектор напряженности символом E .

Дадим определение вектора напряженности поля.

Напряженность – векторная физическая величина, численно равная силе, действующей на единичный точечный заряд, находящийся в данной точке поля, – формула 10.

По определению напряженность – векторная физическая величина, следовательно, она должна иметь направление.

Вектор напряженности электрического поля направлен вдоль радиальной прямой, проходящей через заряд и данную точку поля, от заряда, если заряд положителен, и к заряду, если он отрицателен.

На слайде вы можете видеть направление линий вектора E .

В системе СИ за единицу напряженности принимается напряженность в такой точке, в которой на заряд, равный одному кулону, действует сила, величина которой равна одному ньютону.

Также системной единицей измерения напряженности поля является вольт, деленный на метр.

Рассмотрим выражение 10. Предположим, что пробный заряд достаточно мал, чтобы его внесение не приводило к заметному искажению исследуемого поля.

Воспользуемся законом Кулона – формула 9, – подставим ее в формулу 10. В результате преобразований получим выражение для напряженности поля точечного заряда – формула 11. Выражение 12 – модуль вектора напряженности поля точечного заряда.

Напряженность поля точечного заряда прямо пропорциональна величине заряда и обратно пропорциональна квадрату расстояния от заряда до данной точки поля.

Если имеется система зарядов, то напряженность поля системы электрических зарядов вычисляют, пользуясь принципом суперпозиции полей. Сформулируем его.

Напряженность поля системы электрических зарядов равна векторной сумме напряженностей полей, которые создавал бы каждый из зарядов в отдельности, – формула 13.

Слайд 7

Графически электрическое поле можно описать с помощью силовых линий.

Силовая линия, или линия напряженности, – это воображаемая линия, в каждой точке которой касательная к ней совпадает по направлению с вектором напряженности поля в данной точке.

Линии напряженности обладают рядом свойств:

1. Силовые линии направлены так же, как и вектор напряженности поля. Для точечных зарядов линии представляют собой радиальные прямые, направленные от заряда, если он положительный, и к заряду – если он отрицательный.

Силовые линии напряженности для всех электрических полей могут начинаться или оканчиваться лишь на зарядах или уходить в бесконечность.

2. Силовые линии не соприкасаются и не пересекаются, так как в каждой точке вектор напряженности имеет только одно определенное направление.

Силовые линии не прерываются в области пространства, в которой отсутствуют электрические заряды, то есть число линий напряженности на любом расстоянии от заряда одно и то же.

3. Густота силовых линий выбирается так, чтобы количество линий напряженности, пронизывающих единицу площади поверхности, перпендикулярной к ним, было бы равным модулю вектора напряженности электрического поля.

По картине линий напряженности можно судить о направлении и величине вектора E в различных точках пространства.

Электрическое поле, в котором напряженность одинакова по модулю и направлению в любой точке пространства, называется однородным электрическим полем. Вектор E = const .

Слайд 8

Тема 2. Поток вектора напряженности ЭСП. Теорема Гаусса для поля в вакууме

Мы продолжаем рассматривать законы электростатического поля. Зная вектор напряженности $\vec{E}$ в каждой точке, можно наглядно представить электростатическое поле с помощью линий напряженности. Обратите внимание на рисунок 4.

Графическое описание электростатического поля дает визуальную картину, которая позволяет определить направление и численную величину вектора $\vec{E}$ в разных точках поля.

У любого векторного поля есть две важнейших математических характеристики: поток и циркуляция.

Для описания законов электростатики введем понятие потока вектора напряженности электростатического поля.

Будем обозначать поток вектора напряженности так: Φ_E .

Определим элементарный поток вектора напряженности.

Элементарным потоком вектора напряженности электростатического поля $d\Phi_E$ сквозь элементарную площадку dS называется физическая величина, равная скалярному произведению вектора напряженности $\vec{E}$ на вектор $d\vec{S}$, – формула 14.

Вектор $d\vec{S}$ равен произведению вектора $\vec{n}$ на площадь элементарной площадки dS , а направление вектора $d\vec{S}$ совпадает с направлением вектора нормали $\vec{n}$, – формула15.

Поток вектора напряженности – величина алгебраическая: она зависит не только от конфигурации поля вектора $\vec{E}$, но и от выбора направления внешний нормали $\vec{n}$.

Для однозначности определения знака потока вектора $\vec{E}$ условимся в дальнейшем всегда в качестве нормали выбирать внешнюю нормаль к площадке.

Теперь сформулируем определение потока вектора $\vec{E}$.

Потоком вектора напряженности электростатического поля $Ф_E$ сквозь площадку S называется физическая величина, равная произведению модуля вектора напряженности на площадь площадки и на косинус угла между векторами напряженности $\vec{E}$ и внешней нормали $\vec{n}$, – формула 16.

В СИ единицей измерения потока вектора напряженности электростатического поля является вольт, умноженный на метр.

Слайд 9

Вычисление напряженности поля системы неподвижных электрических зарядов с помощью принципа суперпозиции для электростатических полей можно значительно упростить. Для этого следует применить выведенную немецким ученым Гауссом теорему, определяющую поток вектора напряженности сквозь произвольную замкнутую поверхность.

Область применения электростатической теоремы Гаусса невелика, она применима лишь к полям, обладающим специальной симметрией: плоской, цилиндрической или сферической. Однако теорема Гаусса позволяет достаточно просто рассчитывать модуль вектора напряженности такого электростатического поля.

Поток вектора напряженности $\vec{E}$ сквозь произвольную замкнутую поверхность S обладает удивительным свойством: он зависит только от алгебраической суммы электрических зарядов, охватываемых этой поверхностью.

Сформулируем электростатическую теорему Гаусса в интегральной форме записи.

Поток вектора $\vec{E}$ сквозь произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме зарядов внутри этой поверхности, деленной на электрическую постоянную ε_0, – формула 17.

Поток вектора напряженности $\vec{E}$ сквозь произвольную замкнутую поверхность S определяется формулой 17 и не зависит от формы замкнутой поверхности.

Пусть поле создается положительным точечным зарядом q, обратите внимание на рисунок 5.

Выберем две замкнутые поверхности, охватывающие этот заряд. Первая замкнутая поверхность изображена зеленой линией, а вторая – синей. Каждая линия напряженности, пронизывающая первую поверхность, пройдет и сквозь вторую поверхность. Следовательно, формула 17 справедлива для замкнутой поверхности любой формы.

В том случае, когда электрические заряды равномерно и непрерывно распределены с объемной плотностью заряда ρ, заряд внутри объема V, охватываемого замкнутой поверхностью S, определяется формулой 18.

Отметим, что в правой части формулы 18 интегрирование проводится только по объему V, заключенному внутри замкнутой поверхности S. Важно! Само поле вектора $\vec{E}$ всегда зависит от конфигурации всех зарядов! Однако поток вектора $\vec{E}$ сквозь произвольную замкнутую поверхность S определяется только алгебраической суммой зарядов, заключенных внутри поверхности S.

Если передвигать заряды внутри замкнутой поверхности без пересечения этой замкнутой поверхности, то поток вектора $\vec{E}$ через эту поверхность останется прежним, хотя само поле вектора $\vec{E}$ может измениться очень существенно.

Это удивительное свойство электростатического поля было использовано Карлом Гауссом при формулировке своей теоремы.

Слайд 10

Рассмотрим алгоритм применения теоремы Гаусса к расчету напряженности электростатических полей.

Электростатическая теорема Гаусса применима лишь к полям, обладающим специальной симметрией: плоской, цилиндрической или сферической. Наличие симметрии позволяет достаточно просто рассчитывать модуль вектора напряженности такого электростатического поля.

Перечислим, что необходимо для применения теоремы Гаусса к расчету напряженности электростатического поля .

Прежде всего, наличие специальной симметрии поля: плоской, цилиндрической или сферической.

Если специальная симметрия поля имеется, то необходимо выбрать замкнутую поверхность простой формы.

Для плоской и цилиндрической симметрий поля удобно в качестве замкнутой поверхности выбирать цилиндрическую замкнутую поверхность. Для сферической симметрии поля – сферическую замкнутую поверхность. Далее следует рассчитать площадь, пронизываемую линиями вектора напряженности.

Рассчитать величину заряда q , который замкнутая поверхность вырезает из всего заряженного тела.

Поток вектора напряженности определить как произведение модуля вектора напряженности поля на площадь, пронизываемую линиями вектора напряженности.

Найти величину модуля вектора напряженности через отношение величины заряда q , который замкнутая поверхность вырезает из всего заряженного тела, к площади S , пронизываемой линиями вектора напряженности $\vec{E}$ и электрической постоянной $\boldsymbol{\varepsilon_0}$.

Слайд 11

Применим теорему Гаусса к расчету напряженности поля равномерно заряженной плоскости. Рассмотрим рисунок 6.

Равномерно заряженная с поверхностной плотностью заряда $+\sigma$ плоскость. У поля, созданного этой плоскостью, имеется специальная симметрия поля – плоская.

Замкнутую поверхность выберем в виде цилиндра, расположенного так, что образующая его перпендикулярна заряженной бесконечной плоскости. А площади основания цилиндра параллельны этой плоскости и находятся с разных сторон от нее.

Если σ больше нуля, то вектор $\vec{E}$ справа и слева от заряженной плоскости будет направлен от заряженной плоскости. Линии вектора напряженности $\vec{E}$ пронизывают лишь левое и правое основания цилиндрической замкнутой поверхности. Площадь S будет равна удвоенной площади основания цилиндра.

Замкнутая цилиндрическая поверхность вырезает из плоскости заряд q, равный произведению поверхностной плотности заряда $+\sigma$ площадь основания.

С одной стороны поток вектора напряженности равен произведению модуля вектора напряженности на площадь основания, а с другой – суммарному заряду, вырезанному замкнутой поверхностью из бесконечно длинной равномерно заряженной плоскости.

Найдем величину искомой напряженности поля, создаваемого бесконечно длинной равномерно заряженной плоскостью по формуле 19.

Вывод: электростатическое поле, созданное равномерно заряженной бесконечно длинной плоскостью, является однородным как слева, так и справа от плоскости.

Рассмотрим график зависимости проекции вектора напряженности от расстояния от заряженной плоскости – рисунок 7.

Электростатическое поле, созданное равномерно заряженной бесконечно длинной плоскостью, является однородным. А направление вектора напряженности зависит от знака заряда плоскости.

Если плоскость заряжена с поверхностной плотностью заряда $+\sigma$, то вектор $\vec{\mathrm{E}}$ справа от заряженной плоскости направлен вправо, перпендикулярно плоскости, а слева направлен влево, также перпендикулярно плоскости.

Таким образом, проекция вектора напряженности E_x на положительное направление оси x будет положительной постоянной, а проекция вектора напряженности E_x на отрицательное направление оси x будет отрицательной и постоянной.

Слайд 12

Рассмотрим применение теоремы Гаусса к расчету напряженности поля двух параллельных плоскостей, заряженных равномерно разноименными зарядами с плотностями $+\sigma$ и $-\sigma$. Обратите внимание на рисунок 8.

Пусть имеется две параллельных бесконечно длинных плоскости, заряженных равномерно, но разноименно, расстояние между плоскостями равно d .

Поле системы двух параллельных плоскостей, заряженных равномерно разноименными зарядами с плотностями $+\sigma$ и $-\sigma$, обладает плоской симметрией.

Замкнутую поверхность выберем в виде цилиндра, расположенного так, что образующая его перпендикулярна заряженным параллельным бесконечно длинным плоскостям. А площади основания цилиндра параллельны этим плоскостям и находятся с разных сторон от них. Слева находится плоскость, заряженная с положительной плотностью заряда $+\sigma$.

Она создает в пространстве поле, напряженность которого обозначим $\vec{E}_+$.

Вектор $\vec{E}_+$ слева от плоскости, несущей положительный заряд направлен перпендикулярно плоскости влево, а справа от нее – перпендикулярно ей вправо.

Справа находится плоскость, заряженная с отрицательной плотностью заряда $-\sigma$, она создает в пространстве поле, напряженность которого обозначим $\vec{E}_-$

Вектор $\vec{E}_-$ слева и справа от плоскости, несущей отрицательный заряд, направлен перпендикулярно к ней.

Линии вектора напряженности $\vec{E}_+$ и $\overrightarrow{\vec{E}_-}$ пронизывают лишь левое и правое основания цилиндрической замкнутой поверхности. Площадь S, пронизываемая линиями напряженности поля, будет равна удвоенной площади основания цилиндра.

Замкнутая цилиндрическая поверхность вырезает из плоскости заряд q, равный произведению поверхностной плотности заряда $+\sigma$ на площадь основания.

С одной стороны, поток вектора напряженности равен произведению модуля вектора напряженности на площадь основания. С другой, равен суммарному заряду, вырезанному замкнутой поверхностью из бесконечно длинной равномерно заряженной плоскости.

Найдем величину искомой напряженности поля, создаваемого двумя равномерно, но разноименно заряженными бесконечно длинными плоскостями, по принципу суперпозиции.

Слева и справа от двух заряженный плоскостей суммарная напряженность поля равна нулю, а между заряженными плоскостями напряженности $\overrightarrow{E_+}$ и $\overrightarrow{E_-}$ имеют одинаковые направления.

Результирующая напряженность по модулю будет в два раза больше, чем напряженность поля, созданного одной плоскостью – формула 20.

Из формулы 20 следует: поле, созданное двумя бесконечными равномерно, но разноименно заряженными плоскостями, однородно, сосредоточено между плоскостями и не зависит от расстояния.

Слайд 13

Рассмотрим график зависимости проекции вектора напряженности поля, созданного плоскостью, от расстояния.

Электростатическое поле, созданное двумя равномерно, но разноименно заряженными бесконечно длинными плоскостями, расположенными на расстоянии d друг от друга, является однородным.

А направление вектора напряженности зависит от знака заряда плоскостей.

Пусть левая плоскость заряжена с поверхностной плотностью заряда $+\sigma$, а правая – с поверхностной плотностью заряда $-\sigma$.

$\left|\vec{E}_+\right| = \left|\vec{E}_-\right|$.

Тогда слева от двух заряженных плоскостей векторы $\vec{E}_+$ и $\vec{E}_-$ противонаправлены, и их векторная сумма равна нулю. Такая же картина будет наблюдаться и справа от двух заряженных плоскостей.

Между заряженными плоскостями оба вектора $\vec{E}_+ - \vec{E}_-$ сонаправлены.

Поле, созданное двумя равномерно, но разноименно заряженными бесконечно длинными плоскостями, расположенными на расстоянии d друг от друга, сосредоточено в пространстве между этими плоскостями.

Слайд 14

Рассмотрим применение теоремы Гаусса к расчету напряженности поля сферической поверхности радиусом R, заряженной равномерно по поверхности зарядом q. Обратите внимание на рисунок 10.

Поле сферической поверхности с зарядом q обладает центрально- сферической симметрией.

Вектор напряженности $\vec{E}$ в любой точке поля направлен радиально, перпендикулярно сферической поверхности, от нее. Модуль вектора напряженности зависит только от расстояния r . Расстояние r измеряется от центра сферы.

Замкнутую поверхность при сферической симметрии поля следует выбрать в виде сферы. Обозначим радиус заряженной сферы через R , радиус замкнутой сферической поверхности – r .

Тогда, если радиус замкнутой сферической поверхности $r \le R$, то она не будет охватывать заряд, и напряженность поля внутри заряженной сферы, с зарядом на ее поверхности, будет равна нулю.

Если радиус замкнутой сферической поверхности r больше или равно R , то величину заряда q можно выразить как произведение поверхностной плотности заряда на площадь поверхности – формула 21.

Согласно теореме Гаусса модуль вектора напряженности будет определяться формулой 22.

Слайд 15

Рассмотрим график зависимости проекции вектора напряженности поля от центра заряженной сферы.

Если радиус замкнутой сферической поверхности $r < R$, то она не будет охватывать заряд, и напряженность поля внутри заряженной сферы, с зарядом на ее поверхности, будет равна нулю.

Если радиус замкнутой сферической поверхности $r \ge R$, то замкнутая сферическая поверхность будет охватывать весь заряд, находящийся на поверхности сферы.

Согласно теореме Гаусса, проекция вектора напряженности на направление r будет определяться формулой 22.

Слайд 16

Рассмотрим применение теоремы Гаусса к расчету напряженности поля шара, равномерно заряженного по объему.

Пусть имеется шар радиусом R , заряд которого q равномерно распределен по шару. Обратите внимание на рисунок 12.

Поле шара, равномерно заряженного по объему, обладает сферической симметрией. Для расчета напряженности поля такой системы применима электростатическая теорема Гаусса.

Замкнутую поверхность выберем в виде сферы радиусом r .

Рассмотрим два случая.

Пусть радиус замкнутой сферической поверхности $r_1 \leq R$.

Если $r_1 \leq R$, то из всего заряженного шара замкнутая поверхность вырезает только часть заряда.

Согласно теореме Гаусса получим, что проекция вектора напряженности поля на направление r прямо пропорциональна радиусу замкнутой поверхности и определяется формулой 23.

Если $r \geq R$, то замкнутая сферическая поверхность охватывает весь заряд шара и напряженность поля рассчитывается по формуле 24.

Слайд 17

Рассмотрим график зависимости проекции вектора напряженности поля равномерно заряженного шара от расстояния.

Из формулы 23 следует, что на участке $r < R$ проекция вектора напряженности поля на направление r[эр малое] растет прямо пропорционально расстоянию r .

Из формулы 24 следует, что на участке, где $r \geq R$, проекция напряженности поля на направление r убывает обратно пропорционально: $\frac{1}{r^2}$.

Расстояние r измеряется от центра заряженного по объему шара.

Слайд 18

Рассмотрим применение теоремы Гаусса к расчету напряженности поля бесконечного круглого цилиндра, заряженного по поверхности так, что на единицу его длины приходится заряд $+\lambda$.

В данном случае поле обладает цилиндрической симметрией, а вектор $\vec{\mathrm{E}}$ в каждой точке перпендикулярен оси цилиндра и направлен радиально по всем направлениям от него. Обратите внимание на рисунок 14.

Если цилиндр заряжен с линейной плотностью $+\lambda$, то вектор $\vec{\mathrm{E}}$ направлен от заряженного цилиндра.

Если цилиндр заряжен с линейной плотностью $-\lambda$, то вектор $\vec{\mathrm{E}}$ направлен к заряженному цилиндру. Модуль вектора $\vec{\mathrm{E}}$ зависит только от расстояния r от оси цилиндра до искомой точки.

Обозначим радиус цилиндра через R . Замкнутую поверхность выберем в виде цилиндра радиусом r и высотой h .

Если замкнутая цилиндрическая поверхность имеет радиус $\mathrm{r} < \mathrm{R}$, то замкнутая поверхность не содержит внутри зарядов, и поэтому в этой области напряженность поля равна нулю. Другими словами, внутри равномерно заряженного по поверхности с линейной плотностью круглого бесконечного цилиндра поля нет.

Если замкнутая цилиндрическая поверхность имеет радиус $r \geq R$, то замкнутая поверхность охватывает весь заряд заряженного цилиндра, находящегося внутри замкнутой цилиндрической поверхности. Согласно теореме Гаусса, напряженность этого поля найдем по формуле 25.

В формуле 25 под λ понимается модуль линейной плотности заряда, а E_r – это проекция вектора напряженности поля на радиус-вектор $\vec{r}$, совпадающий по направлению с нормалью $\vec{n}$ к боковой поверхности цилиндра.

Слайд 19

Тема 3. Потенциал. Циркуляция вектора напряженности поля. Напряженность как градиент потенциала

Пусть электростатическое поле будет создано точечным положительным зарядом Q. Под действием электростатических сил из точки один в точку два перемещается точечный положительный заряд q. Точечный положительный заряд q перемещается по произвольной траектории. Обратите внимание на рисунок 15.

Найдем работу, которая совершается при перемещении заряда q в электростатическом поле под действием электростатической силы F.

Элементарная работа dA силы F на элементарном перемещении $d\ell$ будет равна скалярному произведению вектора силы F на вектор перемещения $d\ell$.

Скалярное произведение можно записать как произведение модуля вектора силы F на модуль вектора перемещения $d\ell$ и на косинус угла альфа между ними – формула 26.

Преобразуем формулу 26. На точечный заряд q со стороны заряда Q, создающего электростатическое поле, действует сила F. Силу F выразим по закону Кулона – формула 27.

Произведение модуля вектора перемещения $d\ell$ на косинус угла альфа, как видно из рисунка 15, равно отрезку dr – формула 28.

Подставив формулы 27 и 28 в выражение 26, получим математическое выражение для элементарной работы электростатической силы F, действующей на точечный заряд q, – формула 29.

Слайд 20

Проинтегрировав выражение 29 по радиус-вектору r в пределах от r_1 до r_2, получим выражение для полной работы A. Эта работа совершается при перемещении точечного заряда q в электростатическом поле из точки один в точку два под действием электростатической силы F – формула 30.

Проанализируем полученное выражение 31. Работа по перемещению точечного заряда под действием электростатических сил поля по произвольной траектории из точки один в точку два зависит:

− от величины точечного заряда Q, создающего поле;

− от величины точечного заряда q, совершающего перемещение под действием сил поля.

Итак, из выражения 30 следует: чем больше точечные заряды q и Q, тем больше совершаемая работа.

Работа по перемещению точечного заряда под действием электростатических сил поля может быть как положительной, так и отрицательной.

Если точечные заряды q и Q одноименные, то совершаемая работа положительная.

Если точечные заряды q и Q разноименные, то совершаемая работа отрицательная.

Очень важно отметить, что работа электростатических сил зависит от величин радиус-векторов r_1 и r_2.

Радиус-векторы r_1 и r_2 определяют начальное и конечное положения точечного заряда q.

Следовательно, работа зависит от начального и конечного положения точечного заряда q.

В выражении 30 отсутствует какая-либо информация о траектории, по которой перемещается заряд q.

Следовательно, работа по перемещению точечного заряда q в электростатическом поле не зависит от формы траектории.

А это, в свою очередь, дает возможность сделать вывод, что при перемещении точечного заряда q в электростатическом поле по замкнутой траектории работа будет равна нулю.

Таким образом, из вышеизложенных выводов следует, что электростатическое поле является потенциальным, а электростатические силы − потенциальными или консервативными.

Работа A консервативных сил, как известно, равна изменению потенциальной энергии ΔW_p со знаком «минус».

Другими словами, работа сил в электростатическом поле по перемещению точечного заряда равна убыли потенциальной энергии – формула 31.

Слайд 21

Далее найдем работу, которая совершается в электростатическом поле заряда Q при перемещении единичного положительного точечного заряда.

Единичный положительный точечный заряд перемещается по произвольной траектории из точки один в точку два. Обратите внимание на рисунок 16.

Элементарная работа dA электростатической силы F на элементарном перемещении $d\ell$ будет равна скалярному произведению вектора напряженности E на вектор элементарного перемещения $d\ell$.

Скалярное произведение можно записать как произведение модуля вектора напряженности E на модуль вектора перемещения $d\ell$ и на косинус угла альфа между ними – формула 32.

Произведение модуля вектора напряженности E на косинус угла альфа, как видно из рисунка 16, равно проекции вектора напряженности E на направление элементарного перемещения $d\ell$ – формула 33.

Преобразуем выражение 32 с учетом формулы 33.

Получим выражение для элементарной работы по перемещению единичного положительного точечного заряда. При этом заряд перемещается по произвольной траектории из точки один в точку два – формула 34.

Проинтегрируем выражение 34.

Получим формулу работы, совершаемой при перемещении единичного положительного точечного заряда по произвольной траектории из точки один в точку два в электростатическом поле заряда Q , – формула 35.

Слайд 22

Пусть единичный положительный точечный заряд перемещается по замкнутой траектории.

Тогда работа сил электростатического поля будет равна интегралу по замкнутому контуру L от скалярного произведения вектора напряженности E на вектор элементарного перемещения $d\ell$.

А также работа будет равна интегралу по замкнутому контуру L от произведения проекции вектора напряженности E на направление элементарного перемещения $d\ell$ на модуль данного перемещения − формула 36.

Интеграл, определяемый по формуле 37, называют циркуляцией вектора напряженности.

Таким образом, циркуляция вектора напряженности электростатического поля вдоль любого замкнутого контура представляет собой работу сил поля по перемещению единичного положительного точечного заряда по данному контуру.

Работа, совершаемая при перемещении электрического заряда во внешнем электростатическом поле по замкнутому контуру L, как было отмечено выше, равна нулю.

Силовое поле, в котором выполняется данное условие, является, как известно, потенциальным.

Следовательно, условие потенциальности электростатического поля можно представить в следующем виде: циркуляция вектора напряженности электростатического поля по контуру L равна нулю − формула 38.

Формула 41 справедлива только для электростатического поля.

Из условия потенциальности электростатического поля можно сделать выводы:

первый – линии напряженности электростатического поля не могут быть замкнутыми;

второй – линии напряженности электростатического поля начинаются и заканчиваются на зарядах или уходят в бесконечность.

Слайд 23

Электростатическое поле, как известно, является потенциальным.

Заряд q , помещенный в электростатическом поле, обладает потенциальной энергией.

При перемещении заряда q в электростатическом поле работа, совершаемая консервативными силами, равна убыли потенциальной энергии.

Таким образом, работу электростатических сил можно представить как разность потенциальных энергий заряда q в начальной и конечной точках электростатического поля, созданного зарядом Q , – формула 39.

С другой стороны, работа при перемещении заряда q в электростатическом поле из точки один в точку два может быть определена по формуле 40.

Сравнивая формулы 39 и 40, получим выражение для потенциальной энергии W_p заряда q , помещенного в поле заряда Q на расстоянии r от него, – формула 41.

Потенциальная энергия заряда может быть как положительной, так и отрицательной.

Если заряды q и Q одноименные, то потенциальная энергия положительная.

Если заряды q и Q разноименные, то потенциальная энергия отрицательная.

Электростатическое поле может быть создано системой n точечных зарядов Q_1 , Q_2 ,… Q_n .

В этом случае заряд q , находящийся в этом поле, будет обладать потенциальной энергией, равной сумме энергий взаимодействия заряда q с каждым из зарядов Qi , – формула 42.

Слайд 24

Сравнивая формулы 41 и 42, можно сделать вывод: отношение потенциальной энергии заряда q к величине этого заряда в любой точке электростатического поля не зависит от величины заряда q .

Следовательно, величина, определяемая отношением потенциальной энергии W_p заряда q к величине этого заряда, является характеристикой электростатического поля.

Эту величину называют потенциалом и обозначают буквой φ – формула 43.

Используя формулу 43, сформулируем определение потенциала электростатического поля.

Потенциал электростатического поля в некоторой точке – это физическая скалярная величина, определяемая отношением потенциальной энергии заряда q , помещенного в данную точку, к величине этого заряда.

Используя формулы 43 и 41, получим выражение потенциала электростатического поля, созданного точечным зарядом Q , – формула 44.

Анализируя выражение 44, можно сделать выводы, что потенциал электростатического поля, созданного зарядом Q :

– зависит прямо пропорционально от заряда Q , создающего поле;

− зависит обратно пропорционально от расстояния r между зарядом, создающим поле, и точкой, в которой определяется потенциал/

Потенциал электростатического поля может быть положительным и отрицательным. Из формулы 44 следует, что:

− потенциал положителен, если заряд, создающий поле, больше нуля;

− потенциал отрицателен, если заряд, создающий поле, меньше нуля.

− потенциал электростатического поля в точках, бесконечно удаленных от заряда, создающего поле, равен нулю.

Если поле создается системой n точечных зарядов, то в этом случае потенциал результирующего поля в некоторой точке равен алгебраической сумме потенциалов полей этих зарядов, – формула 45.

Формула 45 выражает принцип суперпозиции (наложения) электростатических полей.

Слайд 25

Пусть точечный заряд q перемещается в электростатическом поле под действием электростатических сил.

Заряд q перемещается по произвольной траектории из точки один в точку два. Работа по перемещению точечного заряда q может быть представлена как разность потенциальных энергий – формула 39.

Потенциальную энергию заряда q выразим из формулы 43. Она будет равна произведению заряда q на потенциал φ .

Тогда работа, совершаемая в электростатическом поле при перемещении заряда q , будет равна произведению заряда q на разность потенциалов φ_1 в начальной и φ_2 конечной точках – формула 46.

Из формулы 46 выразим разность потенциалов – формула 47.

Разность потенциалов точек один и два в электростатическом поле равна отношению работы, совершаемой электростатическими силами при перемещении точечного заряда q из точки один в точку два поля, к величине этого заряда.

Работа, совершаемая силами электростатического поля при перемещении единичного положительного точечного заряда из точки один в точку два, определяется также выражением 35.

Следовательно, разность потенциалов можно выразить по формуле 48.

Работа электростатических сил поля по перемещению заряда не зависит от формы траектории, по которой заряд перемещается.

Поэтому интегрирование можно производить вдоль любой линии, соединяющей начальную и конечную точки.

Слайд 26

Пусть заряд q , помещенный в электростатическое поле, под действием электростатической силы перемещается из точки один в точку два. При этом электростатические силы совершают работу, которую, в частности, можно определить по формуле 46.

Преобразуем выражение 46 для случая, когда заряд q перемещается под действием электростатической силы из некоторой точки поля за его пределы, то есть в бесконечность. Потенциалы точек за пределами поля, как известно, равны нулю.

Работа по перемещению точечного заряда q в электростатическом поле из некоторой точки поля за его пределы, то есть в бесконечность, будет равна произведению заряда q на потенциал φ данной точки – формула 49.

Из формулы 49 выразим потенциал φ – формула 50.

Из выражения 50 следует еще одно определение потенциала. Потенциал электростатического поля в некоторой точке определяется отношением работы, совершаемой при перемещении точечного заряда q из данной точки поля в бесконечность, к величине этого заряда.

Из выражений 43 и 50 следует, что единица измерения потенциала – вольт.

Один вольт – это потенциал точки поля, в которой заряд, равный одному кулону, обладает потенциальной энергией один джоуль.

Таким образом, 1 В = 1 Дж/Кл .

Слайд 27

Электростатическое поле характеризуется напряженностью – силовой характеристикой – и потенциалом – энергетической характеристикой. Найдем связь между ними.

Пусть единичный положительный точечный заряд перемещается вдоль оси X из точки один в точку два. Обратите внимание на рисунок 17. Точки расположены бесконечно близко друг к другу, следовательно, расстояние между точками бесконечно мало.

Потенциалы точек один и два соответственно равны φ_1 и φ_2 . Проекция вектора напряженности на ось X равна E_x .

Элементарная работа, совершаемая при перемещении заряда из точки один в точку два, с одной стороны, определяется по формуле 51, с другой стороны, по формуле 52.

Сравнивая формулы 51 и 52, получим выражение 53. В выражении 53 $\partial\varphi/\partial x$ представляет собой частную производную потенциала по координате x .

Аналогичные рассуждения повторим для осей Y и Z и получим выражения 54 и 55.

Вектор напряженности электростатического поля выразим через его составляющие, формула 56, где E_X , E_Y , E_Z – проекции вектора напряженности на координатные оси X , Y и Z ; векторы $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – орты или единичные векторы координатных осей X , Y и Z .

Слайд 28

Преобразуем выражение 56 с учетом выражений 53–55, получим формулу 57.

В формуле 57 выражение в скобках представляет собой градиент потенциала – формула 58.

Воспользовавшись понятием градиента, преобразуем выражение 57, получим формулу 59.

В формуле 57 выражение в скобках можно также обозначить $\nabla\varphi$. ∇ означает символический вектор, называемый оператором Гамильтона, или набла-оператором.

Используя оператор Гамильтона, получим выражения 60 и 61.

Выражения 59 и 61 представляют собой связь напряженности и потенциала. Знак «минус» в этих выражениях показывает, что вектор напряженности E направлен в сторону убывания потенциала.

Слайд 29

Для графического изображения электростатических полей наряду с линиями напряженности используют эквипотенциальные поверхности.

Эквипотенциальные поверхности – это поверхности, во всех точках которых потенциал имеет одно и то же значение.

Эквипотенциальные поверхности и линии напряженности всегда ортогональны.

Докажем, что эквипотенциальные поверхности и линии напряженности всегда располагаются взаимно перпендикулярно.

Пусть электростатическое поле создается равномерно заряженной бесконечной плоскостью. Обратите внимание на рисунок 18.

Линии напряженности перпендикулярны данной плоскости и направлены от нее в обе стороны.

Предположим, что эквипотенциальные поверхности представляют собой плоскости, расположенные перпендикулярно линиям напряженности.

На рисунке 18 представлена одна из эквипотенциальных поверхностей.

Если по эквипотенциальной поверхности перемещать точечный положительный заряд q из точки один в точку два, то, согласно выражению 46, работа будет равна нулю. Это следует из того, что во всех точках эквипотенциальной поверхности потенциал φ одинаков.

С другой стороны, работу можно определить по формуле 62. Выражение 62 приравняем к нулю.

Из данного выражения следует, что косинус альфа равен нулю, а угол альфа равен девяноста градусам.

Таким образом, вектор напряженности $\vec{E}$ перпендикулярен эквипотенциальной поверхности, следовательно, и линии вектора напряженности ортогональны этим поверхностям.

Например, для поля, созданного точечным зарядом, потенциал определяется по формуле 44.

Следовательно, эквипотенциальные поверхности представляют собой концентрические сферы, а линии напряженности, как известно, – радиальные прямые.

Таким образом, линии вектора напряженности ортогональны эквипотенциальным поверхностям.

Эквипотенциальные поверхности принято изображать так, чтобы разность потенциалов между любыми двумя соседними эквипотенциальными поверхностями была одинаковой.

По густоте эквипотенциальных поверхностей можно судить о величине вектора напряженности $\vec{E}$: чем гуще расположены эквипотенциальные поверхности, тем больше напряженность поля.

Слайд 30

Тема 4. Проводники в электростатическом поле

На слайде изображен проводник, помещенный в электростатическое поле.

Пусть внешнее электростатическое поле имеет направление, как показано на рисунке 19.

Если в это поле внести нейтральный проводник, то свободные заряды – ионы, электроны – начнут перемещаться. Положительные заряды по полю, отрицательные – против поля.

Таким образом, у разных концов проводника возникают заряды противоположного знака.

Поле этих зарядов направлено противоположно внешнему полю, что приводит к ослаблению поля в проводнике. Процесс будет происходить до тех пор, пока напряженность поля внутри проводника не станет равной нулю, а линии напряженности вне проводника – перпендикулярными его поверхности – рисунок 20.

Явление перераспределения зарядов в проводнике под влиянием внешнего электростатического поля называется явлением электростатической индукции.

Возникающие при этом на проводнике заряды, численно равные друг другу, но противоположные по знакам, называются индуцированными зарядами, или наведенными.

Индуцированные заряды исчезают, как только проводник удаляется из электростатического поля.

Вектор напряженности поля у поверхности проводника направлен по нормали к поверхности, так как касательная составляющая вектора $\overline{E}$ вызвала бы перемещение носителей тока по поверхности проводника. Это противоречит условию равновесия зарядов в проводнике.

Для проводников, находящихся в ЭСП, выполняются следующие условия:

1. Всюду внутри проводника напряженность поля равна нулю, а у его поверхности должна быть в каждой точке направлена по нормали к поверхности – выражение 63.

2. Весь объем проводника эквипотенциален, так как в любой точке внутри проводника выполняется условие 64.

3. Поверхность проводника является эквипотенциальной поверхностью, так как для любой линии на поверхности выполняется условие 65.

4. Некомпенсированные заряды располагаются в проводнике только на его поверхности.

Согласно теореме Остроградского-Гаусса, заряд q, охватываемый произвольной поверхностью S, проведенной внутри проводника, равен нулю, и напряженность поля, следовательно, равна нулю.

Если внутри проводника имеется полость, то внутри полости поле будет отсутствовать.

На этом свойстве основывается электростатическая защита. Чтобы защитить какой-то прибор от воздействия внешних электростатических полей, его окружают проводящим экраном. Экран можно сделать в виде густой металлической сетки, которая является эффективной при наличии не только постоянных, но и переменных электрических полей.

А свойство зарядов располагаться на внешней поверхности проводника используется для устройства электростатических генераторов. Такие генераторы предназначены для накопления больших зарядов и достижения разности потенциалов в несколько миллионов вольт.

Слайд 31

Введем понятие «уединенный проводник».

Уединенным проводником будем называть проводник, удаленный от других проводников, тел и зарядов столь далеко, что влиянием их электрических полей можно пренебречь.

Потенциал уединенного проводника прямо пропорционален находящемуся на нем заряду. Из опыта следует, что различные проводники, будучи одинаково заряженными, принимают различные потенциалы.

Величину С , равную отношению заряда, который нужно сообщить проводнику, чтобы изменить его потенциал на единицу, называют электроемкостью, или просто емкостью уединенного проводника, – формула 66.

Физический смысл электроемкости заключается в том, что она численно равна электрическому заряду, который повышает потенциал проводника на один вольт.

Емкость уединенного проводника зависит от формы и размеров проводника и от диэлектрических свойств среды.

Емкость не зависит от материала, агрегатного состояния, формы и размеров полостей внутри проводника. Это связано с тем, что избыточные заряды распределяются на внешней поверхности проводника.

Емкость не зависит также ни от заряда проводника, ни от его потенциала.

Единица измерения электроемкости – фарад.

Один фарад – электроемкость такого проводника, при сообщении которому заряда в один кулон его потенциал возрастает на один вольт.

Емкость в один фарад – очень большая величина.

На практике для оценки электроемкости обычно употребляются дольные приставки: микро, нано, пико.

Слайд 32

Способность уединенных проводников быть «емкостью» для электрических зарядов нашла свое применение в конструировании устройств, способных накапливать большие заряды. Но уединенные проводники, даже и больших размеров, являются малоемкостными. Земля как уединенный проводящий шар с огромным радиусом обладает емкостью всего в семьсот десять микрофарад.

Электроемкость проводника возрастает в окружении других тел.

Объясняется это тем, что ближние тела оказывают большее влияние на потенциал проводника, так как под действием электрического поля заряженного проводника на поднесенных к нему телах возникают индуцированные заряды.

Потенциал проводника представляет собой алгебраическую сумму потенциалов полей, создаваемых всеми зарядами. Но главное – что в таком случае потенциал проводника понижается, и, согласно формуле 66, возрастает его электроемкость.

Конденсаторами называются устройства, обладающие способностью при малых размерах и небольших относительно окружающих тел потенциалах накапливать значительные по величине заряды.

Простейший конденсатор состоит из двух проводников, разделенных между собой диэлектриком.

Для исключения влияния на емкость конденсатора окружающих тел проводникам придают такую форму, чтобы поле было сосредоточено в узком зазоре между пластинами конденсатора.

Такому условию отвечают две плоские пластины, два коаксиальных цилиндра, две концентрические сферы. Поэтому в зависимости от формы обкладок конденсаторы делятся на плоские, сферические, цилиндрические; в зависимости от рода диэлектрика – на конденсаторы с твердым диэлектриком, жидким, газообразным; от емкости – с постоянной и переменной емкостью.

Под емкостью конденсатора понимается физическая величина, равная отношению заряда, накопленного на обкладке конденсатора, к разности потенциалов между его обкладками, – формула 67.

Слайд 33

Плоский конденсатор представляет собой систему из двух параллельных разноименно заряженных проводящих пластин площадью S каждая, расположенных на расстоянии d друг от друга, – рисунок 21 на слайде.

Поскольку поле сосредоточено внутри конденсатора, то линии напряженности начинаются на одной обкладке и кончаются на другой. Свободные заряды, возникающие на разных обкладках, равны по модулю, но противоположны по знаку.

Рассчитаем емкость плоского конденсатора, состоящего из двух параллельных металлических пластин площадью S каждая, расположенных на расстоянии d друг от друга.

Если расстояние между пластинами мало по сравнению с их линейными размерами, то краевыми эффектами можно пренебречь и поле между обкладками можно считать однородным.

Для вывода формулы емкости плоского конденсатора воспользуемся формулой 67 и формулой 68 для расчета разности потенциалов между двумя разноименно заряженными с поверхностной плотностью распределения заряда плоскостями.

Выразим заряд q , используя формулу 5.

Выражения 68 и 5 подставим в формулу 67 и получим формулу 69 емкости плоского конденсатора.

Слайд 34

Цилиндрический конденсатор представляет собой систему из двух коаксиальных цилиндров – рисунок 22 на слайде – с радиусами R_1 и R_2, вставленных один в другой. Пренебрегая краевыми эффектами, считаем поле радиально-симметричным и сосредоточенным между цилиндрическими обкладками.

Напряженность электрического поля между обкладками цилиндрического конденсатора определяется зарядом внутреннего цилиндра. Этот заряд в данном случае удобно представить как произведение линейной плотности заряда, приходящегося на единицу длины обкладки, на длину обкладки цилиндрической формы – формула 3.

Для вывода формулы емкости цилиндрического конденсатора воспользуемся формулой 67 и формулой 70 для расчета разности потенциалов. Выражение 70 и 3 подставим в формулу 67 и получим формулу 71 емкости цилиндрического конденсатора.

Слайд 35

Сферический конденсатор состоит из двух концентрических шаровых обкладок, разделенных сферическим слоем диэлектрика – рисунок 23 на слайде.

Выведем формулу для емкости сферического конденсатора.

Поле считаем радиально-симметричным, пренебрегаем краевыми эффектами.

Воспользуемся формулой 67 и формулой 72 для расчета разности потенциалов между двумя точками, лежащими на расстояниях R_1 и R_2, причем $R_1 < R_2$, от центра заряженной сферической поверхности.

Выражение 72 подставим в формулу 67 и получим формулу 73 емкости сферического конденсатора.

Следует также заметить, что после некоторых допущений формулы 71 и 73 для емкостей сферического и цилиндрического конденсаторов сводятся к формуле 69 для емкости плоского конденсатора.

Конденсатор, как и любое электрическое устройство, характеризуется предельным напряжением, которое можно на него подавать. При превышении этого напряжения конденсатор выходит из строя, в таком случае говорят, что произошел пробой конденсатора.

Слайд 36

Для увеличения емкости и варьирования ее значений конденсаторы соединяют в батареи, используя их параллельное и последовательное соединения.

Рассмотрим параллельное соединение конденсаторов – рисунок 24 на слайде.

У параллельно соединенных конденсаторов разность потенциалов на обкладках конденсаторов одинакова – выражение 74 .

Пользуясь формулой 67, выразим заряд, накопленный на обкладках конденсаторов, включенных в батарею – формула 75.

Теперь, когда мы знаем заряд, накопленный на обкладках каждого конденсатора, мы можем определить суммарный заряд батареи конденсаторов – выражение 76.

Определяем полную емкость батареи конденсаторов. Для этого подставляем найденное выражение 76 в формулу 67.

Таким образом, при параллельном соединении конденсаторов полная емкость батареи конденсаторов равна сумме емкостей отдельных конденсаторов – формула 77.

Слайд 37

Рассмотрим последовательное соединение конденсаторов – рисунок 25 на слайде.

У последовательно соединенных конденсаторов заряды всех обкладок равны по модулю, а разность потенциалов на зажимах батареи равна сумме разностей потенциалов между обкладками включенных в батарею конденсаторов – выражение 79.

Воспользуемся формулой 67 и преобразуем выражение 78 к виду 79.

Так как у последовательно соединенных конденсаторов заряды всех обкладок равны, то на величину заряда выражение 79 можно сократить.

В результате получаем формулу 80.

При последовательном соединении конденсаторов суммируются величины, обратные емкостям.

При последовательном соединении конденсаторов емкость батареи всегда меньше емкости, используемой в батарее.

Слайд 38

Определим энергию заряженного уединенного проводника.

Рассмотрим уединенный проводник с зарядом q , емкостью C , потенциалом φ .

Увеличим заряд этого проводника на величину dq .

Для этого заряд dq перенесем из бесконечности на уединенный проводник, совершив при этом работу dA, – выражение 81.

В выражение 81 подставим формулу 66 и получим формулу 82.

Чтобы зарядить тело от нулевого потенциала до потенциала φ, необходимо совершить работу – выражение 83.

Энергия заряженного проводника равна той работе, которую необходимо совершить, чтобы зарядить проводник, – выражение 84.

Как всякий заряженный проводник, конденсатор обладает энергией – формула 85.

Слайд 39

Определим энергию электростатического поля.

Для этого воспользуемся одной из полученных ранее формул 85 для расчета энергии заряженного конденсатора.

Используем выражение для емкости плоского конденсатора 69.

Для вычисления напряжения используем формулу 86, а объем находим по формуле 87.

Подставим выражения 69, 86 и 87 в формулу 85. Получаем формулу 88 для расчета энергии электростатического поля.

Формула 88 связывает энергию конденсатора с напряженностью поля.

Одна из формул – 85 – связывает энергию конденсатора с зарядом на его обкладках.

Логично поставить вопрос: что является носителем энергии – заряды или поле?

Из опыта следует: носителем энергии является поле.

В электростатике поля и обусловившие их заряды неотделимы друг от друга. А вот переменные во времени электрические поля, могут существовать обособленно, независимо от возбудивших их зарядов, и могут распространяться в пространстве в виде электромагнитных волн, способных переносить энергию.

Например, энергия, за счет которой существует жизнь на Земле, доставляется от Солнца электромагнитными волнами.

Энергия, заставляющая звучать радиоприемник, переносится от передающей станции электромагнитными волнами. Эти факты заставляют признать, что носителем энергии является поле.

Слайд 40

Тема 5. Постоянный электрический ток, его характеристики. Закон Ома. ЭДС и работа источника тока. Закон Джоуля-Ленца. Правила Кирхгофа

Электрическим током называют упорядоченное движение заряженных частиц.

Носителями тока в металлах являются свободные электроны, в жидкостях – положительные и отрицательных ионы, в газах – ионы и электроны, в полупроводниках – электроны и «дырки».

Для протекания тока необходимо:

– наличие носителей тока;

– наличие внутри тела электрического поля.

За направление тока принимается направление, в котором перемещаются положительные носители – рисунок 26.

Сила тока – это скалярная физическая величина, определяемая электрическим зарядом, проходящим через поперечное сечение проводника в единицу времени – формула 89, где I – величина тока, dq – заряд, проходящий через поперечное сечение проводника за промежуток времени dt.

Модуль вектора плотности тока j численно равен силе тока dI, проходящего через единицу площади поперечного сечения проводника dS перпендикулярно направлению тока – формула 90.

За направление вектора плотности тока принимается направление упорядоченного движения положительных носителей.

Сила тока – это поток вектора плотности тока через поверхность dS – формула 91.

Плотность тока равна заряду всех электронов, проходящих за единицу времени через единицу площади поперечного сечения проводника, – формула 92. Здесь $<\upsilon>$ – средняя скорость упорядоченного движения зарядов, n – число электронов проводимости в единице объема, e – абсолютная величина заряда электрона.

Слайд 41

Сторонние силы – силы не электростатической природы, способные непрерывно разделять заряды и перемещать их от точки с меньшим потенциалом B к точке с большим потенциалом A – рисунок 27.

Источниками тока называются устройства, способные создавать и поддерживать разность потенциалов за счет работы сил не электростатической природы: гальванические элементы, аккумуляторы, генераторы.

Энергетической характеристикой сторонних сил является электродвижущая сила – ЭДС .

ЭДС – физическая величина, равная отношению работы сторонних сил $A_{ст}$ по перемещению положительного единичного заряда к величине этого заряда q – формула 93.

Электродвижущая сила, как и потенциал, измеряется в системе СИ в вольтах.

Линейный интеграл численно равен работе A_{12} , которую совершают сторонние силы при перемещении единичного положительного заряда q из точки один в точку два – формула 94.

Здесь $\vec{E}_{CT}$ – напряженность поля сторонних сил.

Эта работа производится за счет энергии, затрачиваемой в источнике.

ЭДС , действующая на участке цепи между точками один и два, определяется формулой 95. ЭДС , действующая в замкнутой цепи, равна циркуляции вектора напряженности сторонних сил – формула 96.

Слайд 42

В цепи, кроме сторонних сил, действуют еще и электростатические силы. Работа, совершаемая результирующим полем электростатических и сторонних сил при перемещении заряда q на участке цепи из точки один в точку два, определяется формулой 97.

Величина, численно равная работе, совершаемой электростатическими и сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда, называется падением напряжения или просто напряжением – U на данном участке цепи – формула 98.

Участок цепи, на котором на носители тока действуют электростатические и сторонние силы, называются неоднородным. Напряжение на этом участке равно сумме ЭДС на этом участке и разности потенциалов – формула 99.

Участок цепи, на котором не действуют сторонние силы, называют однородным.

Для однородного участка цепи напряжение совпадает с разностью потенциалов на концах этого однородного участка.

Электродвижущая сила, падение напряжения, разность потенциалов измеряются в системе СИ в вольтах.

Слайд 43

Закона Ома для однородного участка цепи в интегральной форме записи отражен в формуле 100 .

Сила тока, текущего по однородному проводнику, пропорциональна падению напряжения U на проводнике и обратно пропорциональна R – электрическому сопротивлению проводника.

Электрическое сопротивление в системе СИ измеряется в омах.

Один Ом – это сопротивление такого проводника, в котором при напряжении в один вольт течет постоянный ток в один ампер.

Для однородного цилиндрического проводника сопротивление определяется по формуле 101, где ℓ – длина проводника, S – площадь поперечного сечения проводника, ρ – удельное сопротивление проводника .

Удельное сопротивление в системе СИ измеряется в Ом·м и численно равно сопротивлению провода длиной один метр и площадью поперечного сечения один квадратный метр, сделанного из данного материала.

Величина σ , обратная удельному сопротивлению, называется удельной проводимостью, или электропроводимостью, материала – формула 102. В системе СИ удельная проводимость измеряется в сименсах на метр.

Закон Ома в дифференциальной форме дается в формуле 103.

Плотность тока пропорциональна напряженности электрического поля. Коэффициент пропорциональности – удельная проводимость.

Этот закон не содержит дифференциалов, а свое название получил потому, что в нем устанавливается связь между величинами, относящимися к одной и той же точке проводника.

Слайд 44

Сопротивление и удельное сопротивление проводников зависят от температуры. Эта зависимость отражается в формулах 104 и 105.

Здесь R и R_0 сопротивление при температуре t и при температуре ноль градусов, а ρ и ρ_0 – удельное сопротивление при температуре t и при температуре ноль градусов.

Заметим, что температура в этих формулах берется в градусах Цельсия. α – температурный коэффициент сопротивления.

Формулы 104 и 105 хорошо выполняются для металлов. Для электролитов, полупроводников и газов она не верна, так как сопротивления последних с ростом температуры уменьшается.

Зависимость электрического сопротивления от температуры используется в различных измерительных и автоматических устройствах. Наиболее важным из них является термометр сопротивления. Он позволяет определять температуру с высокой точностью.

Для большинства металлов зависимость удельного сопротивления и сопротивления от температуры следует кривой 1 – рисунок 28.

У некоторых металлов вблизи абсолютного нуля при критической температуре $T_к$ удельное сопротивление внезапно, скачкообразно уменьшается практически до нуля – кривая 2 , – то есть металл становится абсолютным проводником. Это явление называется сверхпроводимостью.

Температура перехода в сверхпроводящее состояние для разных металлов различна и лежит в интервале от десятых долей до двадцати градусов Кельвина.

Вещества в сверхпроводящем состоянии обладают уникальными свойствами. В частности, в сверхпроводниках однажды возбужденный электрический ток будет очень долго существовать без источника тока.

Сверхпроводящие материалы уже используются в электромагнитах для создания больших магнитных полей. Ведутся исследования, направленные на создание сверхпроводящих линий электропередач.

Слайд 45

Для изменения сопротивления участка цепи проводники соединяют последовательно, параллельно или смешанно.

При последовательном соединении сопротивления включаются друг за другом – рисунок 29, при этом через каждое сопротивление протекает один и тот же ток, а напряжение на концах всей цепи равно сумме напряжений на всех сопротивлениях.

При последовательном соединении сопротивлений их полное сопротивление равно сумме отдельных сопротивлений.

Например, для трех последовательно включенных сопротивлений R_1 , R_2 и R_3 полное сопротивление определяется по формуле 106.

Если последовательно включено n одинаковых сопротивлений, то полное сопротивление определяется по формуле 107.

При параллельном соединении сопротивлений – рисунок 30 – их начала и концы имеют общие точки подключения к источнику тока. При этом напряжение на всех сопротивлениях одинаково, а сила тока в неразветвленной цепи равно равна сумме сил токов во всех параллельно включенных сопротивлениях.

При параллельном соединении величина, обратная полному сопротивлению, равна сумме величин, обратных сопротивлениям всех параллельно включенных сопротивлений.

Например, для трех параллельно включенных сопротивлений R_1 , R_2 и R_3 полное сопротивление определяется по формуле 107 .

Если включено n одинаковых сопротивлений, Rпол равно величине сопротивления, деленной на число сопротивлений, – формула 108.

При параллельном включении полное сопротивление цепи меньше самого меньшего из сопротивлений.

Слайд 46

На неоднородном участке цепи кроме электростатических сил действуют сторонние силы – рисунок 31.

Закон Ома для неоднородного участка цепи в дифференциальной форме дается формулой 110, где Екл и Ест – напряженности полей кулоновских и сторонних сил.

Формула 111 выражает закон Ома в интегральной форме для неоднородного участка цепи.

В замкнутой цепи точки один и два, как это видно из рисунка 32, совпадают. При этом $\varphi_1 = \varphi_2$.

Закон Ома для замкнутой цепи представлен формулой 112.

Он гласит, что сила тока в замкнутой цепи пропорциональна ЭДС в цепи и обратно пропорциональна полному сопротивлению цепи.

Разность потенциалов на клеммах источника равна напряжению на внешнем участке цепи – формула 113.

Из этой формулы также видно, что если цепь разомкнута, сила тока в ней равна нулю, а разность потенциалов на клеммах источника равна его ЭДС .

Если источник тока замкнут накоротко, сопротивление внешней цепи R равно нулю и ток короткого замыкания максимален. Его величина дается в выражении 114 .

Слайд 47

Разветвленные электрические цепи. Правила Кирхгофа.

Расчет сложных разветвленных электрических цепей значительно упрощается при применении правил Кирхгофа.

На рисунке 33 представлена электрическая схема. Узлом разветвленной цепи называется точка, в которой сходятся три или более проводника. Точки А и С являются узлами.

Ветвью электрической цепи называется участок цепи, вдоль которого проходит один и тот же ток. АВС , АС и АСД – ветви.

Контур – любой замкнутый путь, который можно обойти, перемещаясь по любым ветвям цепи. АВСА , АСДА и АВСДА – контуры.

Первое правило Кирхгофа относится к узлам разветвленных цепей.

Алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю – формула 115, где N – число проводников в узле.

Второе правило Кирхгофа относится к любому выделенному в разветвленной цепи замкнутому контуру. Оно гласит: алгебраическая сумма произведений сил токов в отдельных ветвях произвольного замкнутого контура на их сопротивления равна алгебраической сумме ЭДС , действующих в этом контуре – формула 116 .

При составлении уравнений по правилам Кирхгофа необходимо поступать следующим образом. Произвольно выбрать направление токов на всех ветвях цепи. Действительное направление токов определяется при решении задачи. Если при расчетах искомый ток получается отрицательным, то его истинное направление противоположно выбранному.

Выбрать направление обхода контуров: по часовой стрелке или против. Произведение I_i, умноженное на R_i, считается положительным, если направление обхода и направление тока на данном участке совпадают.

Произведение I_i, умноженное на R_i, считается отрицательным, если направление обхода и направление тока на данном участке не совпадают.

ЭДС берется со знаком плюс, если она действует в направлении обхода, или со знаком «минус», если против.

Составить столько уравнений по первому и второму правилам Кирхгофа, сколько имеется неизвестных, и решить систему уравнений.

Слайд 48

Электрическая энергия легко может быть превращена в любые другие виды энергии. Мерой этого превращения является работа сил электрического поля, перемещающего заряды вдоль цепи.

Работа постоянного тока на участке цепи равна произведению напряжения на концах U этого участка на силу тока I, текущего по нему, и на время t прохождения тока – формула 117.

Если участок цепи является однородным и на нем выполняется закон Ома, то работу тока можно представить в виде выражения 118.

Единицей работы в системе СИ является джоуль. Один джоуль равен одному вольту, умноженному на один ампер и на одну секунду.

Мощность тока – это работа тока, совершаемая за единицу времени, – формула 119. Для однородного участка цепи при выполнении закона Ома получим формулу 120.

Единица мощности в системе СИ – Вт, 1 Вт = 1 В · 1 А.

Если проводник неподвижен и в нем нет химических превращений, то работа тока расходуется только на нагревание проводника. Количество тепла, выделяемого в проводнике, определяется по формуле 121.

Данное соотношение называется законом Джоуля-Ленца для однородного участка цепи в интегральной форме записи.

Следует заметить, что в общем случае в цепи могут быть участки, на которых часть работы тока может идти на совершение механической работы или на совершение химических реакций. При этом на выделение в цепи тепла пойдет только часть работы тока.

Если участок цепи неоднородный, то на носители тока действуют не только кулоновские, но и сторонние силы. Мощность тока в неоднородном участке цепи равна алгебраической сумме мощностей кулоновских и сторонних сил. Это соотношение дается формулой 122.

Слайд 49

Формулы предыдущего слайда позволяют вычислять энергию, выделяемую на определенном конечном участке цепи. Но иногда требуется найти энергию, выделяемую в определенной точке внутри проводника. При этом мы должны перейти к энергетическим соотношениям в дифференциальной форме.

Удельная тепловая мощность тока ω – это количество теплоты, выделяющееся в единицу времени в единице объема проводящей среды – формула 123.

Как можно показать из закона Ома в дифференциальной форме, удельная тепловая мощность тока ω пропорциональна квадрату плотности электрического тока и удельному сопротивлению среды в данной точке – формула 124.

Это дифференциальная форма записи закона Джоуля-Ленца для однородного участка цепи.

Для неоднородного участка количество энергии, выделяемое в единицу времени в единице объема проводника, пропорционально скалярному произведению плотности электрического тока на сумму напряженностей кулоновского и стороннего полей.

Слайд 50

Тема 6. Магнитное поле в вакууме. Принцип суперпозиции. Закон Био-Савара-Лапласа

Прежде чем начать знакомство с физическими явлениями, связанными с особым видом материи – магнитным полем – стоит упомянуть, что простейшее устройство, которое способно обнаруживать магнитное поле, – это компас, хорошо знакомый нам с детства.

Магнитный компас состоит из магнитной стрелки, которая свободно вращается в горизонтальной плоскости и под действием магнитного поля Земли устанавливается вдоль определенного направления. Компас служит для ориентирования на местности относительно направлений сторон света.

Компас был изобретен в Китае в третьем веке до нашей эры. Китайский философ и естествоиспытатель Хэнь Фэй-цзы представил описание устройства, которое называлось сынань, что означает «ведающий югом». Он изображен на рисунке 34 слева на слайде.

Устройство имело вид ложки с черенком и хорошо отполированной выпуклой частью. Оно изготавливалось из магнетита. Выпуклой частью ложка располагалась на отполированной медной пластине, так что точка касания была точкой равновесия. При этом черенок не касался пластины, а свободно висел над ней. Ложка могла свободно вращаться относительно точки касания. Легким толчком ложку приводили во вращение, а когда под действием сил трения, действующих в точке касания, она успокаивалась, то черенок ложки начинал указывать точно на юг.

Именно так был устроен самый древний прибор, который и являлся прообразом компаса. В качестве недостатка можно отметить, что он был недостаточно точен из-за трения в точке касания ложки и доски.

И до сих пор изобретенный в столь далекие времена компас, который является устройством, способным обнаруживать магнитное поле, не потерял своей актуальности из-за простоты, автономности и простейшей трактовки принципов его работы.

По мере развития человечества знания о магнитных явлениях накапливались. Первая теория магнитных явлений была изложена в 1600 году в трактате Уильяма Гильберта Кольчестерского «О магните, магнитных телах и большом магните – Земле», где систематизировались знания о магнетизме. Портрет этого исследователя представлен справа на рисунке 35 на слайде.

Автор этого трактата, в частности, впервые отделил магнетизм от электричества, установил, что магнит имеет два полюса и при этом одноименные полюсы отталкиваются, а разноименные притягиваются.

Кроме того, он создал модель Земли из цельного намагниченного стального шара, назвал его Терреллой, то есть маленькой Землей, и дал объяснения поведению магнитной стрелки в разных частях Земли.

Слайд 51

Обобщение многочисленных опытных фактов позволяет утверждать, что в пространстве, окружающем электрические токи и постоянные магниты, возникает силовое поле, называемое магнитным.

В 1820 году датский физик Ганс Кристиан Эрстед обнаружил, что поле, возбуждаемое током, оказывает ориентирующее действие на магнитную стрелку.

Опыт Эрстеда заключался в следующем.

Посмотрите на рисунок 36 слева на слайде.

Над магнитной стрелкой натягивалась проволока, по которой пропускали электрический ток. Магнитная стрелка могла вращаться на игле. При включении тока магнитная стрелка поворачивалась и устанавливалась перпендикулярно к проволоке.

Посмотрите теперь на рисунок 36 справа на слайде.

При изменении направления тока магнитная стрелка поворачивалась в противоположную сторону и опять устанавливалась перпендикулярно к проволоке.

Из опыта Эрстеда следует, что магнитное поле имеет направленный характер и должно характеризоваться векторной величиной. Эта величина называется магнитной индукцией и обозначается $\vec{B}$.

Слайд 52

Электрическое поле действует как на неподвижные, так и на движущиеся заряды, а магнитное поле – только на движущиеся в этом поле заряды. Поясним это.

Посмотрим на рисунок 37 слева на слайде.

Если мы поместим неподвижную заряженную частицу вблизи проводника с током или постоянного магнита, то заметим следующее: поле постоянного магнита на покоящуюся заряженную частицу действовать не будет.

Также поле проводника с током не будет действовать на покоящуюся заряженную частицу.

Происходит это потому, что хотя ток в металле создается движением электронов, но суммарный отрицательный заряд этих электронов практически компенсируется суммарным положительным решетки, и в целом проводник можно считать электронейтральным.

Теперь посмотрим на рисунок 37 справа на слайде.

Если заставить частицу двигаться возле проводника с током или вблизи постоянного магнита, то ее траектория будет искривляться. Это будет означать, что на нее действует сила не электростатической природы. Эта сила действует со стороны магнитного поля, создаваемого проводником с током или постоянным магнитом.

Из вышесказанного следует одна важнейшая особенность магнитного поля: оно действует только на движущиеся заряды.

Слайд 53

Для обнаружения электрического поля в него вносят пробный заряд.

Для обнаружения магнитного поля в него вносят проводник с током или рамку с током. Причем линейные размеры рамки с током должны быть малы по сравнению с расстоянием до токов, порождающих магнитное поле.

Посмотрите на рисунок 38.

Если рамку с током внести в магнитное поле, то оно начинает действовать на рамку с током, и рамка поворачивается.

Ориентация контура с током в пространстве характеризуется направлением вектора нормали $\vec{n}$ к рамке.

За положительное направление нормали принимается направление, связанное с направлением тока правилом правого винта или буравчика. То есть за положительное направление $\vec{n}$ принимается направление поступательного движения буравчика, головка которого вращается в направлении тока, текущего по рамке.

Магнитное поле оказывает на контур с током и на рамку с током ориентирующее действие, поворачивая его определенным образом.

Этот результат связан с определенным направлением магнитного поля.

За направление индукции магнитного поля $\vec{B}$ в данной точке принимается направление, вдоль которого располагается положительная нормаль равновесного положения контура с током.

Совершенно аналогичным образом на магнитную стрелку, внесенную в область магнитного поля, действует пара сил, поворачивающая ее до тех пор, пока ось стрелки не установится вдоль направления поля.

За направление вектора магнитной индукции принимается направление от южного к северному концу магнитной стрелки, равновесно расположенной в магнитном поле.

Слайд 54

Вращающий момент $\vec{M}$, действующий на рамку с током, определяется векторным произведением вектора магнитного момента рамки с током $\vec{p}_m$ и вектора магнитной индукции $\vec{B}$ – формула 126.

При этом дополнительно стоит отметить, что вращающий момент, действующий на рамку с током, зависит от свойств поля в данной точке, которые определяются вектором $\vec{B}$, и свойствами рамки, которые определяются вектором $\vec{p}_m$.

Вектор магнитного момента рамки с током $\vec{p}_m$ определяется произведением силы тока I в рамке на площадь рамки S и на единичный вектор нормали к поверхности рамки $\vec{n}$ – выражение 127.

Вектор магнитного момента рамки с током $\vec{p}_m$ оказывается коллинеарен единичному вектору нормали к поверхности рамки $\vec{n}$ – формула 128.

Из вышесказанного следует, что вектор $\vec{B}$ является основной силовой характеристикой магнитного поля. Его модуль равен отношению максимального момента, действующего на рамку с током, внесенную в это поле, к модулю вектора магнитного момента рамки с током – выражение 129.

Слайд 55

Визуально магнитное поле можно изображать с помощью линий магнитной индукции, которые также называют силовыми линиями магнитного поля.

Силовыми линиями магнитного поля называются линии, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора магнитной индукции $\vec{B}$.

Величина вектора $\vec{B}$ определяется густотой линий, то есть чем больше модуль вектора $\vec{B}$, тем гуще должны быть силовые линии магнитного поля.

Магнитное поле $\vec{B}$ называется однородным, если векторы $\vec{B}$ во всех его точках одинаковы по модулю и направлению.

Во всех остальных случаях магнитное поле является неоднородным.

Направление силовых линий для прямолинейного бесконечного проводника с током задается правилом правого винта.

Если острие правого винта движется по направлению тока, то направление вращения головки винта показывает направление обхода по силовым линиям.

Посмотрите, пожалуйста, на рисунок 40, расположенный слева на слайде.

В качестве иллюстративного материала здесь приведены примеры распределения силовых линий от постоянного магнита и соленоида или катушки с током.

Из рисунка 40 видно, что силовые линии выходят из северного полюса N и входят в южный полюс S и при этом, как будет показано далее, они не обрываются на полюсах, а распространяются внутри магнита, образуя замкнутые кривые. При этом поле постоянного магнита и катушки с током практически эквивалентны друг другу. И в этом смысле катушка с током называется электромагнитом, имеющим полюса аналогично постоянному магниту.

Если длина соленоида гораздо больше его характерных поперечных размеров, то магнитное поле внутри такого соленоида можно считать однородным.

Посмотрите, пожалуйста, на рисунок 41, расположенный справа на слайде.

На нем приведены силовые линии магнитного поля Земли. Первое систематическое описание этого поля было дано Уильямом Гильбертом Кольчестерским в трактате «О магните, магнитных телах и большом магните – Земле». Об этом трактате мы упоминали в начале нашей лекции.

Земля обладает собственным магнитным полем, и ось симметрии для этого магнитного поля, которая называется магнитной осью Земли, повернута относительно оси вращения Земли на угол порядка $11°$. При этом вблизи северного географического полюса находится южный магнитный полюс S, а вблизи южного географического полюса находится северный магнитный полюс N.

Именно поэтому намагниченная стрелка компаса, имея северный полюс N и южный полюс S, своим северным полюсом N притягивается к южному магнитному полюсу Земли S, указывая таким образом на северный географический полюс.

Это является прямым следствием того, что постоянные магниты притягиваются разноименными полюсами и отталкиваются одноименными.

Слайд 56

Перечислим основные свойства силовых линий магнитного поля. Во-первых, силовые линии магнитного поля всегда замкнуты и охватывают проводники с током. В этом и состоит их основное отличие от силовых линий электростатического поля, которые начинаются на зарядах положительного знака и заканчиваются на зарядах отрицательного знака.

Поле, силовые линии которого замкнуты, называется вихревым. Именно поэтому магнитное поле – это вихревое поле.

На слайде на верхнем рисунке 42 показаны силовые линии магнитного поля полосового магнита.

Силовые линии выходят из северного полюса N и входят в южный полюс S.

При этом на опыте установлено, что внутри полосовых магнитов имеется магнитное поле, силовые линии которого являются продолжением силовых линий вне магнита. То есть силовые линии магнитного поля постоянных магнитов тоже замкнуты.

Отметим, что разрезая магнит на части, нельзя разделить полюса магнита и нельзя получить отдельно северный N и отдельно южный S полюсы. После такого разрезания мы получим два магнита, каждый из которых имеет северный N и южный S полюсы.

Таким образом, если отдельные положительные и отрицательные заряды существуют, то отдельных магнитных северного и южного зарядов не существует. Это проиллюстрировано на слайде на нижнем рисунке 42:

Еще одно свойство силовых линий магнитного поля заключается в том, что они никогда не пересекаются. Их густота характеризует величину модуля магнитной индукции в данной точке поля.

Для магнитного поля справедлив принцип суперпозиции, который формулируется следующим образом.

Поле вектора $\vec{B}$, порождаемое несколькими движущимися зарядами или токами, равно векторной сумме полей $\vec{B}_i$, порождаемых каждым зарядом или током в отдельности. В аналитическом виде принцип суперпозиции представлен в выражении 130.

Единицей измерения магнитной индукции в системе СИ является тесла.

Слайд 57

Как мы выяснили ранее, каждый проводник с током создает в окружающем пространстве магнитное поле.

Поскольку любой электрический ток представляет собой упорядоченное движение электрических зарядов, то можно сказать, что любой движущийся в вакууме или среде заряд создает вокруг себя магнитное поле.

Если заряд движется в изотропном пространстве с нерелятивистской скоростью $\vec{V}$, то обобщение экспериментальных данных приводит к следующей формуле для величины индукции магнитного поля – выражение 131.

В выражении 131 μ_0 – это магнитная постоянная. В системе СИ она равна $4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м . Это представлено на слайде выражением 132. В нем $\vec{r}$ – радиус-вектор, проведенный от точки, в которой находится заряд q , к точке наблюдения Р , $\vec{V}$ – скорость движения заряда.

При этом нужно отметить, что конец радиус-вектора $\vec{r}$ неподвижен в выбранной системе отсчета, а его начало движется со скоростью $\vec{V}$.

Согласно выражению 131 вектор $\vec{B}$ направлен перпендикулярно плоскости, в которой расположены векторы $\vec{V}$ и $\vec{r}$. Вращение от вектора $\vec{V}$ в направлении вектора $\vec{r}$ образует с направлением вектора $\vec{B}$ правовинтовую систему координат. То есть векторы $\vec{V}$, $\vec{r}$ и $\vec{B}$ образуют правую тройку векторов, взаимное направление которых определяется правилом буравчика.

Раскрывая векторное произведение в выражении 131, получим выражение 133, которое определяет модуль вектора магнитной индукции в точке наблюдения Р . Здесь r – модуль радиус-вектора, проведенного от точки, в которой находится заряд q , к точке наблюдения Р , V – модуль скорости движения заряда, α – угол между векторами $\vec{V}$ и $\vec{r}$.

Слайд 58

В 1820 году французские ученые Жан Батист Био и Феликс Савар исследовали магнитные поля, создаваемые токами различной конфигурации. На основании анализа своих экспериментальных данных они пришли к интересным выводам.

Первый: магнитная индукция в произвольной точке пространства зависит от взаимного расположения этой точки и проводника с током.

Второй: магнитная индукция в произвольной точке пространства зависит от формы и размеров проводника с током.

Третий: модуль вектора индукции магнитного поля, создаваемого проводником с током, будет пропорционален величине этого тока.

Все попытки Био и Савара обобщить полученные ими экспериментальные данные и представить результат в виде аналитической формулы не привели к успеху.

Это удалось сделать известному французскому математику, физику и астроному, автору принципа суперпозиции магнитного поля Пьеру Симону маркизу де Лапласу. Обобщив результаты экспериментов Био и Савара, Лаплас смог установить величину и направление магнитного поля, создаваемого произвольным тонким элементом проводника с током, по которому течет электрический ток. Впоследствии эта зависимость стала называться законом Био-Савара-Лапласа.

Элемент проводника $d\vec{l}$ с током I создает в некоторой точке A индукцию магнитного поля $d\vec{B}$, которая определяется выражением 134. В выражении 134 $\vec{r}$ – это радиус-вектор, проведенный из элемента проводника $d\vec{l}$ в точку A.

При этом направление вектора $d\vec{B}$ перпендикулярно векторам $d\vec{l}$ и $\vec{r}$ и совпадает с касательной к линии магнитной индукции. Другими словами вектор $d\vec{B}$ всегда направлен перпендикулярно плоскости в которой лежат вектора $d\vec{l}$ и $\vec{r}$. Кроме того, вектора $d\vec{l}$, $\vec{r}$ и $d\vec{B}$ образуют правую тройку векторов. То есть при вращении буравчика от $d\vec{l}$ к $\vec{r}$ поступательное направление буравчика укажет направление вектора $d\vec{B}$.

Модуль вектора $d\vec{B}$ определяется выражением 135. В этом выражении α – угол между векторами $d\vec{l}$ и $\vec{r}$.

Слайд 59

Закон Био-Савара-Лапласа имеет множество практических приложений. Он позволяет вычислять магнитное поле от электрического тока, протекающего по проводнику с различной геометрической конфигурацией.

Давайте подсчитаем с помощью этого закона величину магнитного поля от бесконечно длинного прямолинейного проводника с током.

На рисунке 45 представлены параметры для расчета магнитного поля от бесконечного прямого тока I .

Все используемые переменные совпадают по обозначениям с переменными в законе Био-Савара-Лапласа.

В качестве переменной интегрирования мы выбираем угол α .

Тогда из рисунка 45 и элементарных геометрических соображений видно, что $r = R/\sin\alpha$ и $dl = rd\alpha/\sin\alpha$ – выражения 136 и 137.

Следует заметить, что магнитные поля, создаваемые каждым отрезком dl , будут параллельны друг другу. Поэтому модуль результирующего поля будет равен сумме модулей полей каждого из отрезков.

Слайд 60

Подставляя полученные выражения в закон Био-Савара-Лапласа, получаем выражение 138, которое определяет элементарную величину магнитной индукции в точке A .

Угол α для всех элементов прямого провода изменяется от нуля до π . Применим принцип суперпозиции и суммируем все элементарные величины магнитной индукции в точке A . Путем интегрирования получаем магнитное поле прямого тока – выражение 139.

Мы видим, что магнитная индукция прямого бесконечного провода прямо пропорциональна величине тока и убывает обратно пропорционально расстоянию от провода до точки наблюдения поля.

Заметим, что эту формулу можно было бы получить гораздо проще, используя так называемый закон полного тока. Этот закон будет рассматриваться в следующей теме.

Слайд 61

На предыдущем слайде мы рассмотрели общую задачу нахождения магнитного поля от бесконечного прямолинейного проводника с электрическим током.

На практике проводник такой бесконечной геометрической конфигурации не встречается, однако предложенный подход легко реализует решение данной задачи для прямолинейного проводника с током конечной длины.

В этом случае по отношению к предыдущей задаче угол α для всех элементов отрезка прямого провода изменяется не от нуля до π, а от α_1 до α_2. На рисунке 47 угол α_1 – острый, а угол α_2 – тупой.

В результате получаем выражение 140.

После интегрирования в заданных пределах получаем выражение 141.

Углы альфа в обоих случаях отсчитываются от положительного направления тока.

Пользуясь выражением 141 и принципом суперпозиции, мы можем рассчитать магнитное поле провода произвольной ломаной формы.

Для этого нужно разбить провод на соответствующее число прямолинейных отрезков, применить к каждому формулу 141 и, наконец, векторно сложить получившиеся поля.

Слайд 62

Другая интересная геометрическая конфигурация проводника с электрическим током – это круговой виток.

Давайте определим исходя из закона Био-Савара-Лапласа индукцию магнитного поля, создаваемого проводником с током I в виде кольца радиусом R.

При этом элементарный вектор магнитной индукции $d\vec{B}$ будет перпендикулярен плоскости, в которой лежат векторы $d\vec{l}$ и $\vec{r}$.

Будем вычислять величину индукции магнитного поля в точке А.

Раскладываем вектор магнитной индукции $d\vec{B}$ на горизонтальную $d\vec{B}_y$ и вертикальную $d\vec{B}_z$ составляющие. Это описывается выражением 142.

В силу радиальной симметрии задачи сумма всех горизонтальных составляющих вектора магнитной индукции $d\vec{B}_y$ равна нулю – выражение 143.

При этом вертикальная составляющая вектора магнитной индукции $d\vec{B}_z$ связана с вектором магнитной индукции $d\vec{B}$ соотношением 144.

А сам вектор магнитной индукции $d\vec{B}$ определяется законом Био-Савара-Лапласа – формула 145.

Слайд 63

Из рисунка 49 видно, что косинус угла фи равен отношению радиуса кольца R к расстоянию от элемента dl до точки наблюдения поля.

Из теоремы Пифагора эр малое в квадрате равно эр большое в квадрате плюс зет в квадрате. Эти равенства представлены соотношением 146.

Путем подстановки их в закон Био-Савара-Лапласа и последующего интегрирования мы получим соотношение 147.

Оно описывает величину модуля вектора магнитной индукции $|\vec{B}|$ от проводника с током I в виде кольца радиусом R в точке на оси кольца, расположенной на расстоянии z от его центра.

Последняя формула на этом слайде имеет два очень важных практических следствия. Их мы представим на следующем слайде.

Слайд 64

Если нам необходимо подсчитать величину магнитной индукции в центре кругового витка с током, то в формуле 147 необходимо принять $z = 0$, и тогда формула примет вид, определяемый выражением 148.

При этом направление вектора магнитной индукции в центре кругового проводника с током задается правилом правого винта или буравчика.

Если направление вращения головки винта или буравчика показывает направление электрического тока, то острие правого винта или буравчика движется по направлению силовой линии магнитной индукции.

Пусть точка, в которой ищется магнитная индукция, находится весьма далеко от кругового витка с током, то есть $z >> R$. Тогда R пренебрежимо мало по сравнению с z , и формула 147 примет вид, определяемый выражением 149.

Вспоминаем, что магнитный момент рамки с током p_m определяется произведением величины тока, текущего в рамке I , на площадь рамки S – выражение 150.

Тогда формула 149 преобразуется к виду, который определяется выражением 151.

Полученное выражение совпадает с выражением напряженности поля электрического диполя на больших расстояниях.

Именно поэтому рамку с электрическим током очень часто сравнивают с магнитным диполем, имеющим равный с рамкой с током магнитный момент.

Слайд 65

Тема 7. Основные законы магнитного поля

Интеграл от векторного поля по замкнутому контуру называется циркуляцией.

Векторное поле, циркуляция которого по любому замкнутому контуру равна нулю, называется потенциальным.

Интеграл от такого поля по любой кривой не зависит от вида этой кривой, а зависит лишь от положения начальной и конечной точек этой кривой.

Как мы знаем из электростатики, электростатическое поле является потенциальным. Является ли потенциальным магнитное поле?

Рассмотрим простой случай, когда магнитное поле создается прямым бесконечным проводником с током.

Найдем циркуляцию этого поля по окружности, охватывающей этот проводник.

Центр окружности лежит на проводнике, и плоскость окружности перпендикулярна к проводнику.

Пусть I – сила тока в проводнике, r – радиус окружности, B – величина индукции магнитного поля в точках окружности.

Направление обхода контура согласовано с направлением тока в проводнике правилом правого винта – буравчика.

Так как вектор $\vec{B}$ направлен по касательной к окружности, то скалярное произведение векторов $\vec{B}$ и $d\vec{l}$ равно произведению модулей этих векторов – формула 152.

Модуль вектора $\vec{B}$ определяется формулой 139, в точках окружности он является постоянным, следовательно, его можно вынести за знак интеграла.

Оставшийся интеграл от dl равен просто длине окружности, то есть $2\pi r$.

В результате получим, что циркуляция не зависит от радиуса окружности и равна произведению магнитной постоянной μ_0 на силу тока в проводнике I .

Слайд 66

Рассмотрим теперь контур произвольной формы.

Контур охватывает проводник, а его плоскость перпендикулярна к проводнику.

Скалярное произведение векторов $\vec{B}$ и $d\vec{l}$ равно произведению модулей вектора $\vec{B}$ на длину отрезка dl_1 – формула 153.

Этот отрезок перпендикулярен к радиус-вектору $\vec{r}$, проведенному от проводника к элементу контура $d\vec{l}$, так что его можно считать дугой окружности радиусом r , опирающимся на центральный угол $d\varphi$.

Длина этого отрезка равна $rd\varphi$. Модуль вектора $\vec{B}$ снова определяется формулой 139.

При подстановке его в интеграл – формула 153 – r сокращается, и оставшийся интеграл по углу φ равен 2π .

В результате получим, что циркуляция не зависит от формы контура и снова равна произведению магнитной постоянной μ_0 на силу тока в проводнике I .

Пусть контур пронизывается несколькими прямыми проводниками с токами I_i . $\vec{B}_i$ – индукция магнитного поля, создаваемого током I_i .

По принципу суперпозиции результирующее поле $\vec{B} = \sum_i \vec{B}_i$.

Тогда циркуляция равна произведению магнитной постоянной μ_0 на алгебраическую сумму токов I_i , пронизывающих контур.

Слайд 67

Таким образом, из закона Био-Савара-Лапласа следует закон полного тока. Циркуляция индукции магнитного поля в вакууме по произвольному замкнутому контуру равна произведению магнитной постоянной на алгебраическую сумму токов, охватываемых этим контуром, – формула 154 .

Ток считается положительным, если обход контура осуществляется по часовой стрелке, отрицательным – если против.

Закон полного тока справедлив не только для линейных прямых проводников, но и для токов любой формы и размеров.

Алгебраическая сумма токов, охватываемых контуром, представляет собой полную силу тока I через поверхность S_L, опирающуюся на этот контур.

Полную силу тока I можно представить в виде интеграла от вектора плотности тока $\vec{j}$ по этой поверхности – формула 155.

Как следует из закона полного тока, магнитное поле, в отличие от электростатического, не является потенциальным.

Векторное поле, циркуляция которого отлична от нуля, называется вихревым, или соленоидальным. Магнитное поле является вихревым.

Закон полного тока, называемый иначе теоремой о циркуляции магнитного поля, был сформулирован Андре Мари Ампером в 1826 году.

В 1861 году Джеймс Клерк Максвелл снова вывел этот закон и обобщил его, о чем будет рассказано в одном из следующих разделов данного учебника.

Уравнение, представляющее собой содержание данного закона в обобщенном виде, представляет собой одно из четырех фундаментальных уравнений электродинамики – уравнений Максвелла.

Закон полного тока удобно применять для расчета индукции магнитного поля, создаваемого токами, распределение которых в пространстве обладает какой-либо симметрией.

Замкнутый контур следует выбирать так, чтобы на его участках модуль вектора индукции магнитного поля и угол между вектором индукции и направлением касательной к контуру оставались постоянными. В этом случае циркуляция в левой части закона полного тока легко может быть найдена.

Слайд 68

В качестве примера применения закона полного тока найдем индукцию магнитного поля внутри бесконечно длинного прямого проводника кругового сечения с током.

Пусть R – радиус проводника, постоянный ток равномерно распределен по сечению проводника, $\vec{j}$ – вектор плотности тока в проводнике.

Поскольку проводник имеет бесконечную длину, ось проводника является осью симметрии.

Из симметрии и из закона Био-Савара-Лапласа следует, что силовые линии магнитного поля, создаваемого проводником, представляют собой окружности, центры которых лежат на оси проводника, а их плоскости перпендикулярны этой оси.

Направление вектора индукции магнитного поля $\vec{B}$ согласовано с направлением тока правилом буравчика.

Из симметрии также следует, что модуль вектора индукции магнитного поля будет оставаться постоянным вдоль силовой линии.

Очевидно, что замкнутый контур в законе полного тока следует выбрать в виде окружности произвольным радиусом r.

Центр этой окружности лежит на оси проводника, а ее плоскость перпендикулярна этой оси.

Циркуляция вектора индукции магнитного поля по этой окружности легко вычисляется, она равна произведению модуля вектора индукции магнитного поля B на этой окружности на длину окружности $2\pi r$ – формула 156.

При нахождении правой части в законе полного тока необходимо рассмотреть два различных случая: первый – когда контур лежит внутри проводника, второй – когда контур охватывает проводник.

Пусть контур лежит внутри проводника, то есть радиус контура r меньше, чем радиус проводника R.

В этом случае сила тока I через поверхность контура равна произведению плотности тока j на площадь окружности радиусом r.

После подстановки этого выражения в закон полного тока получим, что модуль индукции магнитного поля B внутри проводника определяется формулой 157.

Таким образом, на оси проводника индукция магнитного поля равна нулю, а при удалении от оси она растет прямо пропорционально расстоянию до оси r и достигает максимального значения на поверхности проводника.

Пусть теперь контур охватывает проводник, то есть радиус контура r больше, чем радиус проводника R .

В этом случае сила тока I через поверхность контура равна произведению плотности тока j на площадь окружности радиусом R .

После подстановки этого выражения в закон полного тока получим, что модуль индукции магнитного поля B внутри проводника определяется формулой 158.

Таким образом, при удалении от поверхности проводника индукция магнитного поля убывает обратно пропорционально расстоянию до оси проводника r .

Слайд 69

С помощью закона полного тока можно также определить магнитное поле соленоида. Соленоид – цилиндрическая катушка, состоящая из большого числа витков проводника с током.

Название «соленоид» происходит от греческих слов solen , что означает «трубка», и eidos , что означает «вид». То есть «соленоид» означает «трубообразный».

Если радиус соленоида R много меньше его длины l , то соленоид можно считать бесконечно длинным. Если диаметр проволоки d много меньше радиуса соленоида и витки намотаны очень плотно, тогда можно считать, что ток равномерно распределен по длине соленоида. В этом случае ось соленоида представляет собой ось симметрии.

Магнитное поле, создаваемое соленоидом, сосредоточено полностью внутри него, подобно тому, как электрическое поле, создаваемое конденсатором, сосредоточено внутри конденсатора.

Магнитное поле внутри соленоида является однородным, как и электрическое поле в плоском конденсаторе.

Индукция магнитного поля внутри соленоида определяется формулой 159, в которой n – плотность витков, то есть число витков на единицу длины соленоида – формула 160.

Если витки намотаны равномерно, то плотность витков будет равна отношению полного числа витков соленоида N к его длине l – формула 159.

Слайд 70

Используем теперь закон полного тока для нахождения индукции магнитного поля, создаваемого соленоидом.

Из симметрии следует, что индукция магнитного поля направлена параллельно оси соленоида, внутри соленоида в одну сторону, снаружи – в другую.

Внутри и снаружи соленоида магнитное поле будет однородным.

Действительно, рассмотрим прямоугольный контур внутри соленоида, две стороны которого длиной Δl параллельны оси.

Найдем циркуляцию магнитного поля по этому контуру – формула 161.

Циркуляция равна нулю, так как ток через поверхность контура равен нулю.

Отсюда следует, что вектор $\vec{B}_1$ равен вектору $\vec{B}_2$, то есть поле является однородным.

Аналогично снаружи магнитное поле также является однородным. Но на бесконечном удалении от соленоида магнитное поле равно нулю, следовательно, оно равно нулю везде снаружи соленоида.

Найдем индукцию магнитного поля внутри соленоида.

Для этого рассмотрим прямоугольный контур, две стороны которого длиной Δl параллельны оси, и одна из них лежит внутри соленоида, а другая – снаружи.

Вычислим циркуляцию магнитного поля по этому контуру.

Она равна произведению модуля вектора индукции магнитного поля внутри соленоида B на длину стороны Δl – формула 162.

Полная сила тока, охватываемая этим контуром, равна произведению силы тока I в одном витке на число витков ΔN, укладывающихся на отрезке соленоида длиной Δl.

Из закона полного тока – формула 162 – получим тогда, что индукция магнитного поля внутри соленоида прямо пропорциональна силе тока в витке и плотности витков и определяется формулой 159, приведенной на предыдущем слайде.

Слайд 71

Магнитное поле создается только движущимися зарядами или токами и действует только на движущиеся заряды или токи.

Сила, действующая на бесконечно малый элемент линейного проводника с током в магнитном поле, называется силой Ампера и определяется формулой 163. В ней I – сила тока в проводнике, $d\vec{l}$ – вектор, численно равный длине бесконечно малого элемента проводника и направленный вдоль тока, $\vec{B}$ – вектор индукции магнитного поля в точке нахождения элемента проводника.

Квадратные скобки обозначают векторное произведение векторов.

Сила Ампера $d\vec{F}$ перпендикулярна к направлению тока и к направлению магнитного поля, то есть она перпендикулярна к плоскости векторов $d\vec{l}$ и $\vec{B}$.

Направление силы Ампера относительно этой плоскости определяется правилом левой руки.

Пальцы левой руки следует направить вдоль тока так, чтобы вектор индукции магнитного поля был направлен в ладонь, тогда отогнутый большой палец покажет направление силы Ампера.

Модуль силы Ампера определяется формулой 164, где α – угол между направлениями тока и индукции магнитного поля.

Максимальная сила Ампера действует на проводник, расположенный перпендикулярно к индукции магнитного поля.

Сила Ампера, действующая на линейный проводник конечной длины, определится интегралом по контуру этого проводника. В однородном магнитном поле интеграл легко вычисляется.

Если проводник представляет собой замкнутый контур, то этот интеграл равен нулю.

Следовательно, результирующая сила Ампера, действующая в однородном магнитном поле на замкнутый контур с током, равна нулю.

Однако момент сил Ампера, действующих на замкнутый контур с током в однородном магнитном поле, отличен от нуля и определяется формулой 126. Поскольку результирующая сила Ампера равна нулю, то момент сил не зависит от выбора оси.

Слайд 72

Используем выражение силы Ампера для нахождения силы взаимодействия проводников с током.

Рассмотрим два бесконечно длинных параллельных прямых проводника. I_1 и I_2 – силы тока в проводниках, d – расстояние между ними. Найдем силу, действующую на отрезок одного из проводников, например, второго длиной l .

Индукция магнитного поля, создаваемого первым проводником, в точках нахождения второго проводника определяется формулой 139.

Тогда сила Ампера, действующая на отрезок второго проводника, имеет вид, представленный формулой 165.

Направление силы Ампера найдем по правилу левой руки.

Как видно из рисунка 58, проводники с токами, направленными в одну сторону, притягиваются, а проводники с токами, направленными в противоположные стороны, отталкиваются.

Закон Ампера – закон взаимодействия электрических токов. Впервые был установлен Андре Мари Ампером в 1820 году для постоянного тока.

Формула 165 используется для определения одной из основных единиц системы СИ – единицы силы тока ампер.

Пусть ток течет по двум параллельным прямолинейным проводникам, расположенным в вакууме на расстоянии одного метра друг от друга.

Ампер определяется как сила тока, который при прохождении по этим проводникам вызывает на каждом их отрезке длиной один метр определенную силу взаимодействия. Эта сила равна $2 \cdot 10^{-7}$ ньютонам.

Слайд 73

Найдем силу, действующую в магнитном поле на движущийся точечный заряд. На элемент $d\vec{l}$ проводника с током действует сила Ампера, определяемая формулой 163.

Преобразуем в этой формуле выражение $Id\vec{l}$ согласно формуле 166. Здесь j – плотность тока, S – площадь поперечного сечения проводника, dV – объем элемента проводника, q – заряд одного носителя тока. А также n – концентрация носителей в проводнике, $\vec{v}$ – скорость упорядоченного движения носителей, dN – число носителей в данном элементе проводника.

При написании формулы 166 использована формула 92 для вектора плотности тока.

Подставим выражение 166 в формулу 163 для силы Ампера и разделим силу Ампера $d\vec{F}$ на число носителей тока dN. Тогда получим для силы, действующей на одиночный точечный заряд q, движущийся со скоростью $\vec{v}$ в магнитном поле с индукцией $\vec{B}$, выражение 167.

Эта сила называется магнитной силой Лоренца. Модуль этой силы определяется формулой 168, где α – угол между векторами скорости и индукции магнитного поля.

Сила Лоренца перпендикулярна к скорости и к индукции магнитного поля. Направление силы Лоренца относительно плоскости векторов $\vec{v}$ и $\vec{B}$ определяется правилом левой руки.

Поскольку за направление тока принимается направление движения положительных зарядов, то четыре пальца левой руки следует направлять по скорости частицы, если ее заряд положительный, и против скорости, если ее заряд отрицательный.

Слайд 74

В общем случае на точечный заряд действуют две силы – электрическая и магнитная. Эта полная сила, действующая на точечный заряд в электромагнитном поле, называется силой Лоренца и определяется формулой 169, в которой $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля, действующего на заряд.

Так как магнитная сила Лоренца перпендикулярна к скорости, то она перпендикулярна и к перемещению частицы в каждый момент времени, и следовательно, магнитная сила Лоренца не совершает работы. Работа совершается только электрической составляющей полной силы Лоренца. Поскольку магнитная сила Лоренца перпендикулярна к скорости, то она сообщает частице только нормальное ускорение, тангенциальное ускорение частица получает только под действием электрической составляющей полной силы Лоренца.

Сила Лоренца названа так в честь голландского физика Хендрика Лоренца, который вывел выражение для этой силы в 1892 году. За три года до Лоренца правильное выражение для этой силы было найдено О́ливером Хе́висайдом.

Слайд 75

Рассмотрим движение заряженной частицы в однородном магнитном поле.

Пусть скорость частицы $\vec{v}$ параллельна индукции $\vec{B}$ магнитного поля. В этом случае сила Лоренца равна нулю, следовательно, частица будет двигаться прямолинейно и равномерно вдоль силовой линии магнитного поля.

Пусть скорость частицы $\vec{v}$ перпендикулярна индукции магнитного поля $\vec{B}$. В этом случае сила Лоренца сообщает частице нормальное ускорение – формула 170, где q – заряд частицы, m – масса частицы, v – модуль скорости частицы, R – радиус кривизны траектории частицы. Поскольку тангенциальное ускорение частицы равно нулю, то модуль скорости частицы будет оставаться постоянным. Следовательно, радиус кривизны траектории частицы также будет оставаться постоянным.

Таким образом, частица будет двигаться равномерно по окружности, радиус которой определяется формулой 171, плоскость которой перпендикулярна вектору индукции магнитного поля. При этом период обращения частицы по окружности T определяется формулой 172 и не зависит от скорости частицы.

Слайд 76

Пусть скорость частицы v направлена под углом α к индукции магнитного поля $\vec{B}$.

Разложим скорость частицы на две составляющие – параллельную и перпендикулярную индукции магнитного поля.

Поскольку сила Лоренца перпендикулярна к индукции магнитного поля, продольная составляющая скорости не будет меняться. Следовательно в направлении индукции магнитного поля частица будет двигаться равномерно со скоростью $v\cos\alpha$. При этом в плоскости, перпендикулярной к индукции магнитного поля, она будет равномерно вращаться по окружности радиусом $R_{\perp}$ – формула 173.

В пространстве траектория частицы будет представлять собой винтовую линию, ось которой параллельна индукции магнитного поля, с радиусом $R_{\perp}$ и шагом, определенным формулой 174. Шаг винтовой линии представляет собой расстояние между двумя соседними витками.

Слайд 77

Действие силы Лоренца лежит в основе эффекта Холла.

Поместим проводящую пластинку, по которой течет ток, в магнитное поле, перпендикулярное одной из граней пластинки. При этом на двух противоположных гранях, параллельных току и магнитному полю, возникает разность потенциалов $\Delta\varphi$, определяемая формулой 175.

В этой формуле I – сила тока в пластинке, b – толщина пластинки в направлении магнитного поля, B – индукция магнитного поля, R – постоянная Холла.

Постоянная Холла выражается через заряд q одного носителя тока в пластинке и через концентрацию носителей n посредством формулы 176.

Данное явление получило название эффекта Холла. Оно было обнаружено впервые американским физиком Эдвином Холлом в 1879 году.

Свой эксперимент Холл проводил на золотой пластинке, размещенной на стекле. Эффект Холла наблюдается как в металлах, так и в полупроводниках. При изменении направления тока разность потенциалов меняет знак. Постоянная Холла может быть как положительной, так и отрицательной.

Если заряд носителей будет отрицательным, то и постоянная Холла будет отрицательной, и разность потенциалов поменяет знак. Таким образом, измеряя постоянную Холла, можно определить знак носителей тока и их концентрацию.

Слайд 78

Рассмотрим возникновение холловской разности потенциалов.

Сила тока I через пластинку определяется формулой 177. Плотность тока равна произведению заряда q одного носителя на концентрацию носителей n и на скорость упорядоченного движения носителей u. Площадь поперечного сечения пластинки равна произведению a на b.

Здесь a – высота пластинки в направлении, перпендикулярном току и магнтному полю, а b – толщина пластинки в направлении магнитного поля.

Под действием силы Лоренца в магнитном поле заряды начнут двигаться по направлениям к граням A и C, параллельным току и магнитному полю, на которых возникнут избыточные заряды. Следовательно, между этими гранями возникнет разность потенциалов.

В равновесии результирующая сила, действующая на носители тока, равна нулю, то есть магнитная сила Лоренца будет уравновешена электрической силой.

Из равенства этих сил следует, что между гранями A и C возникает электрическое поле с напряженностью E, определяемое формулой 178, и разность потенциалов $\Delta\varphi$, определяемая формулой 179.

Выразим скорость упорядоченного движения носителей u через силу тока I из формулы 177 и подставим это выражение последовательно в формулы 178 и 179. Получим для разности потенциалов формулу 175 и для постоянной Холла – формулу 176, приведенные на предыдущем слайде.

Слайд 79

Из электростатики мы знаем, что поток вектора электрического смещения через произвольную замкнутую поверхность равен полному стороннему заряду, заключенному внутри данной поверхности. Это утверждение носит название теоремы Остроградского-Гаусса. Но понятие потока можно определить для любого векторного поля, в частности для магнитного поля. Напомним это определение.

Вектором элементарной площадки $d\vec{S}$ называется вектор, модуль которого равен площади dS этой бесконечно малой площадки, а направление совпадает с направлением нормали к этой площадке.

Потоком $d\Phi_m$ вектора индукции магнитного поля $\vec{B}$ через элементарную площадку $d\vec{S}$ называется скалярное произведение вектора $\vec{B}$ на вектор площадки $d\vec{S}$ – формула 180.

Под элементарной площадкой понимается бесконечно малая площадка, а вектор $\vec{B}$ в формуле 180 – это вектор индукции магнитного поля в точке нахождения площадки.

Поток вектора индукции магнитного поля называют также магнитным потоком.

Скалярное произведение векторов равно произведению модулей этих векторов на косинус угла между ними.

В формуле 180 α – угол между вектором $\vec{B}$ и нормалью к площадке.

Поток вектора индукции магнитного поля $\vec{B}$ через произвольную поверхность равен интегралу от вектора $\vec{B}$ по этой поверхности.

Магнитный поток через поверхность прямо пропорционален количеству силовых линий магнитного поля, пронизывающих эту поверхность.

Единица магнитного потока в системе СИ называется вебер и обозначается двумя буквами Вб.

Один вебер равен произведению единицы индукции магнитного поля – тесла – на единицу площади – метр в квадрате.

Для магнитного поля в вакууме теорема Остроградского-Гаусса формулируется следующим образом: поток индукции магнитного поля через произвольную замкнутую поверхность равен нулю – формула 181.

Эта теорема является обобщением опытных данных. Она означает, что в природе не существует магнитных зарядов, а силовые линии индукции магнитного поля замкнуты в пространстве.

Существование магнитных зарядов не противоречит никаким известным законам физики. Английский физик Поль Дира̀к предположил существование в природе таких зарядов – магнитных монополей, то есть частиц, имеющих только один магнитный полюс, северный или южный. При наличии таких частиц уравнения электродинамики становятся совершенно симметричными относительно электрического и магнитного полей. Однако поиски монополей в космических лучах и попытки получить их в ускорителях элементарных частиц не привели к положительному результату. Но поиски продолжаются.

Слайд 80

Найдем работу dA магнитного поля с индукцией $\vec{B}$ на бесконечно малом перемещении $d\vec{r}$ бесконечно малого элемента проводника $d\vec{l}$ с током I.

На элемент проводника действует сила Ампера, определяемая формулой 163. Работа равна скалярному произведению силы Ампера на вектор перемещения $d\vec{r}$ – формула 182.

В результате в выражении для работы получили смешанное произведение трех векторов – $d\vec{l}$, $\vec{B}$ и $d\vec{r}$.

В смешанном произведении векторы можно циклически переставить. Получившийся в результате перестановки вектор $d\vec{S}$ представляет собой вектор площадки, построенный на векторах $d\vec{r}$ и $d\vec{l}$ – формула 183.

Тогда получим, что работа dA выражается формулой 184, где $d\Phi_m$ – магнитный поток через поверхность, прочерченную элементом проводника $d\vec{l}$ при перемещении $d\vec{r}$.

Работа магнитного поля при конечном перемещении проводника конечной длины определится интегралом от силы тока по магнитному потоку.

Если сила тока в проводнике постоянна, то интеграл сразу вычисляется, и работа определяется формулой 185.

Таким образом, работа сил Ампера при перемещении в магнитном поле проводника с током равна произведению силы тока I в проводнике на магнитный поток Φ_m. При этом сила тока в проводнике считается постоянной, а магнитный поток вычисляется через поверхность, которую прочерчивает проводник при своем перемещении.

Слайд 81

Рассмотрим теперь перемещение замкнутого контура с током в магнитном поле. Пусть сила тока I в контуре остается постоянной. Работа магнитного поля тогда определяется формулой 185, где Φ_m – магнитный поток сквозь поверхность, прочерченную контуром при своем движении. Удобнее однако выразить эту работу через магнитный поток сквозь поверхность, опирающуюся на контур.

Магнитный поток через поверхность, опирающуюся на контур, называется магнитным потоком, сцепленным с контуром.

Направление нормали к поверхности выбирается так, что если смотреть ей вслед, то ток в контуре течет по часовой стрелке.

Пусть Φ_{m1} и Φ_{m2} – магнитные потоки, сцепленные с контуром, в начальном и конечном его положениях соответственно.

Согласно теореме Остроградского-Гаусса, полный магнитный поток через замкнутую поверхность равен нулю – формула 186.

Магнитный поток Φ_{m2} входит в эту сумму со знаком «минус», так как нормаль $\vec{n}_2'$ направлена противоположно нормали $\vec{n}_2$. Здесь $\vec{n}_2'$ – внешняя нормаль к замкнутой поверхности, а $\vec{n}_2$ – нормаль к поверхности контура, согласованная с направлением тока правилом правого винта.

В результате подстановки формулы 186 в формулу 185 получим для работы A выражение 187. В этой формуле I – сила тока в контуре,

$\Phi_{m2} - \Phi_{m1}$ – изменение магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром.

Таким образом, работа силы Ампера по перемещению в магнитном поле замкнутого контура с током равна произведению силы тока в контуре на изменение магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром.

При этом сила тока в контуре считается постоянной.

Зададимся вопросом – нет ли противоречия в полученных формулах для работы? Ведь сила Ампера, действующая на проводник, складывается из силы Лоренца, действующей на свободные заряды – носители тока в проводнике. Но работа силы Лоренца равна нулю. Почему же работа силы Ампера отлична от нуля?

Дело в том, что при нахождении работы силы Ампера силу тока в проводнике мы считали постоянной. Но силы Лоренца, действующие на положительные и отрицательные свободные заряды в движущемся проводнике, будут направлены в противоположные стороны. Следовательно, под действием силы Лоренца произойдет разделение зарядов, и на участке движущегося проводника возникнет дополнительная разность потенциалов. Согласно закону Ома эта разность потенциалов приведет к изменению силы тока в проводнике. Для того чтобы поддерживать силу тока в проводнике постоянной, необходимо совершить дополнительную работу, которая и будет равна работе силы Ампера.

Слайд 82

Тема 8. Явление электромагнитной индукции

Явление электромагнитной индукции было открыто в 1831 году английским физиком Майклом Фарадеем.

Майкл Фарадей – выдающийся английский физик-экспериментатор и химик. Он был членом Лондонского королевского общества и множества других научных организаций, в том числе иностранным почетным членом Петербургской академии наук.

Величайшие открытия Фарадея – электромагнитная индукция, первая модель электродвигателя, первый трансформатор, химическое действие тока, законы электролиза, действие магнитного поля на свет, диамагнетизм. Он первым предсказал электромагнитные волны. Фарадей ввел в научный обиход термины «ион», «катод», «анод», «электролит», «диэлектрик», «диамагнетизм», «парамагнетизм».

Фарадей – основоположник учения об электромагнитном поле, которое затем математически оформил и развил Максвелл. Основной идейный вклад Фарадея в физику электромагнитных явлений заключался в отказе от ньютонова принципа дальнодействия и во введении понятия физического поля — непрерывной области пространства, взаимодействующей с веществом.

Открытие Фарадеем явления электромагнитной индукции имеет огромное значение – установлена взаимосвязь между электрическими и магнитными явлениями.

Явление электромагнитной индукции заключается в следующем: в замкнутом проводящем контуре при изменении магнитного потока, охватываемого этим контуром, возникает электрический ток, получивший название индукционного.

Первый опыт: если в замкнутый на гальванометр соленоид вдвигать или выдвигать постоянный магнит, то в моменты его движения наблюдается отклонение стрелки гальванометра, то есть возникает индукционный ток. Отклонение стрелки гальванометра тем больше, чем больше скорость движения магнита относительно катушки. При изменении полюсов магнита направление отклонения стрелки изменится. Для получения индукционного тока можно передвигать соленоид, оставляя неподвижным магнит.

Второй опыт: концы одной из катушек, вставленных одна в другую, присоединяются к гальванометру, а через другую катушку пропускают ток. Отклонения стрелки гальванометра наблюдаются в моменты включения или выключения тока, в моменты его увеличения или уменьшения или при перемещении катушек друг относительно друга.

В результате многочисленных опытов ученые пришли к выводу, что индукционный ток возникает всегда, когда происходит изменение сцепленного с контуром магнитного потока.

Опытным путем было также установлено, что значение индукционного тока совершенно не зависит от способа изменения магнитного потока, а определяется лишь скоростью его изменения.

Слайд 83

Обобщая результаты своих многочисленных опытов, Фарадей пришел к количественному закону электромагнитной индукции.

Закон Фарадея: ЭДС индукции в замкнутом проводящем контуре численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную этим контуром – формула 188. Этот закон является универсальным, так как ЭДС индукции не зависит от способа изменения магнитного потока.

Общее правило для нахождения направления индукционного тока выведено в 1833 году Ленцем.

Правило Ленца: индукционный ток в контуре имеет всегда такое направление, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызвавшего этот индукционный ток.

Правило Ленца выражает электромагнитную инерцию – стремление системы противодействовать изменению ее состояния.

Рисунок 72 на слайде иллюстрирует правило Ленца на примере неподвижного проводящего контура, который находится в однородном магнитном поле, модуль которого увеличивается во времени.

Причиной возникновения ЭДС индукции в замкнутом проводнике является электрическое поле, порождаемое в проводнике переменным магнитным полем. ЭДС индукции можно представить как циркуляцию напряженности электрического поля $\vec{E}$ по контуру проводника. В обобщенной форме основной закон электромагнитной индукции можно представить в виде формулы 189.

Циркуляция напряженности электрического поля по произвольному замкнутому контуру равна с обратным знаком скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную этим контуром.

При этом направление обхода контура и направление нормали к поверхности согласованы правилом правого винта.

В такой форме закон электромагнитной индукции не связан ни с каким проводником.

Под замкнутым контуром в формуле 189 понимается произвольная замкнутая кривая в пространстве.

Из формулы 189 следует, что переменное магнитное поле является источником вихревого электрического поля.

Слайд 84

ЭДС электромагнитной индукции возникает не только в замкнутом проводящем контуре, но и в отрезке проводника, пересекающем при своем движении линии индукции магнитного поля.

ЭДС индукции, возникающая в отрезке проводника, определяется формулой 190, которая по виду совпадает с формулой 188, но читается несколько иначе.

ЭДС электромагнитной индукции, возникающая в отрезке проводника, движущегося в магнитном поле, равна с обратным знаком скорости изменения магнитного потока через поверхность, прочерчиваемую проводником при своем движении.

Рассмотрим в качестве примера возникновение ЭДС индукции в отрезке прямого проводника. Отрезок прямого проводника длиной l движется так, что сам он и вектор его скорости $\vec{v}$ остаются перпендикулярными силовым линиям однородного магнитного поля с индукцией $\vec{B}$.

За время Δt отрезок прочерчивает поверхность прямоугольника площадью $\Delta S = lv\Delta t$.

Вектор магнитной индукции поля перпендикулярен плоскости прямоугольника. Скорость изменения магнитного потока через поверхность данного прямоугольника определится тогда формулой 191.

ЭДС индукции E_i равна произведению модуля скорости проводника υ на модуль индукции магнитного поля B и на длину проводника l .

Слайд 85

Если рассмотреть соленоид, состоящий из большого числа витков N , то магнитный поток через один виток соленоида площадью S равен Φ_m . Полный магнитный поток, сцепленный со всеми витками соленоида, называется потокосцеплением.

Формула для расчета потокосцепления – формула 192: $\psi = N\Phi_m = NBS$.

Потокосцепление, как и магнитный поток, измеряется в системе единиц измерения СИ в веберах.

В общем случае в законе Фарадея фигурирует потокосцепление.

Если в задаче требуется определить среднее значение ЭДС индукции, то используется формула 193.

Среднее значение ЭДС индукции равно со знаком «минус» отношению приращения потокосцепления пси к промежутку времени дельта тэ, за который данное приращение произошло.

Если в задаче требуется определить мгновенное значение ЭДС индукции, то используется формула 194: мгновенное значение ЭДС индукции равно со знаком «минус» производной от потокосцепления пси по времени t .

Слайд 86

Электрический ток, текущий по замкнутому проводящему контуру, создает вокруг себя магнитное поле.

Поток Φ_{mc} вектора $\vec{B}_c$ индукции магнитного поля, создаваемого замкнутым контуром с током, через поверхность, опирающуюся на этот контур, прямо пропорционален силе тока I в контуре – формула 195. Это следует из закона Био-Савара-Лапласа. Коэффициент пропорциональности L называется индуктивностью контура.

В общем случае индуктивность контура зависит только от геометрической формы контура, его размеров и среды, в которой он находится. Это аналог электрической емкости проводника, которая также зависит от формы проводника, его размеров и диэлектрической проницаемости среды.

Индуктивность измеряется в генри.

Индуктивность контура равна одному генри, когда магнитный поток в один вебер пронизывает площадь, ограниченную этим контуром, в котором течет ток силой один ампер.

Индуктивность длинного соленоида, длина которого много больше его поперечных размеров, рассчитывается по формуле 196. В ней μ_0 – магнитная постоянная, μ – магнитная проницаемость сердечника соленоида, l – его длина, S – площадь его поперечного сечения, N – полное число витков соленоида.

Слайд 87

При изменении силы тока в контуре будет изменяться и сцепленный с ним магнитный поток. Следовательно, в контуре будет индуцироваться ЭДС . Возникновение ЭДС индукции в проводящем контуре при изменении в нем силы тока называется самоиндукцией.

Если индуктивность контура не изменяется, то есть контур не деформируется и среда не меняется, то закон Фарадея для явления самоиндукции описывается формулой 197.

ЭДС самоиндукции равна со знаком «минус» произведению индуктивности контура на скорость изменения силы тока в нем.

Знак «минус», обусловленный правилом Ленца, показывает, что наличие индуктивности в контуре приводит к замедлению изменения тока в нем. Изменение тока тормозится тем сильнее, чем больше индуктивность контура.

Если ток в контуре со временем возрастает, то ток самоиндукции направлен навстречу току, обусловленному внешним источником, и тормозит его возрастание. Если ток в контуре со временем убывает, то индукционный ток направлен по току, обусловленному внешним источником.

Индуктивность препятствует изменению тока в цепи, то есть она является мерой инертности контура по отношению к изменению силы тока в нем.

Рассмотрим более подробно характер исчезновения и установления тока в цепи.

При любом изменении силы тока в проводящем контуре возникает ЭДС самоиндукции, в результате чего в контуре появляется дополнительные токи, называемые экстратоками замыкания и размыкания цепи.

По правилу Ленца эти токи всегда направлены так, чтобы противодействовать изменениям в цепи.

Это приводит к тому, что установление тока при замыкании и размыкании происходит не мгновенно, а постепенно. Характер изменения тока при замыкании и размыкании цепи иллюстрируется графиками, представленными на слайде.

Слайд 88

Найдем закон изменения силы тока в цепи при замыкании и размыкании. Цепь представлена на рисунке 78 и состоит из постоянной индуктивности L , сопротивления R , амперметра A, источника с постоянной ЭДС и переключателя П .

Первоначально переключатель находится в положении 1 , и в цепи течет ток силой I . Сопротивление источника тока пренебрежимо мало. Запишем второе правило Кирхгофа для данной цепи – формула 198.

Данная формула представляет собой однородное линейное дифференциальное уравнение первого порядка. Решение этого уравнения представлено формулой 199, где I_0 – сила тока в начальный момент времени $t = 0$, а постоянная времени τ выражается формулой 200.

Рассмотрим размыкание цепи.

В момент времени $t = 0$ быстро переведем переключатель П в положение 2. На очень короткое мгновение переключатель П закоротил источник и тут же выключил его из цепи, не нарушая ее замкнутости.

Полагая в формуле 199 начальное значение силы тока I_0 равным установившемуся значению силы тока в цепи, получим зависимость силы тока в цепи I от времени t при размыкании. Ток в цепи убывает по экспоненциальному закону.

Постоянная τ имеет размерность c^{-1}, ее называют временем релаксации. Она характеризует скорость убывания тока.

Время релаксации – это время, в течение которого сила тока уменьшается в e раз.

Слайд 89

Рассмотрим замыкание цепи.

Подключим к индуктивности источник ЭДС с величиной ε. В момент времени $t = 0$ быстро переведем переключатель П в положение 1.

Запишем второе правило Кирхгофа для данной цепи – формула 201.

Данная формула представляет собой неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка. Решение этого уравнения при условии, что начальное значение силы тока в цепи равно нулю, представлено формулой 202. Здесь I_0 – установившаяся сила тока в цепи, определенная формулой 203, а постоянная времени τ выражается формулой 200, приведенной на предыдущем слайде.

Таким образом, зависимость силы тока в цепи I от времени t при замыкании выражается формулой 202.

Ток в цепи возрастает по экспоненциальному закону и достигает установившегося значения I_0 – формула 203 – за характерное время порядка τ.

Чем больше индуктивность цепи L и чем меньше ее сопротивление R, тем больше время релаксации τ и тем медленнее создается ток в цепи. Нарастание тока происходит за то же время релаксации, что и убывание тока.

Для упрощения расчетов мы считали, что цепь в момент отключения источника тока замыкается накоротко.

Если же просто разорвать цепь с большой индуктивностью, возникает большое индуцированное напряжение, создающее в месте разрыва дугу или искру. Появление дуги или искры опасно для человека, размыкающего цепь, поэтому параллельно обмотке электромагнита L включают лампочку с сопротивлением, примерно равным сопротивлению обмотки. Тогда ток в обмотке спадает медленно и опасности не представляет.

Слайд 90

Явление электромагнитной индукции применяется для преобразования механической энергии в энергию электрического тока.

Для этого используются генераторы. Рассмотрим принцип их действия.

Если в однородном магнитном поле равномерно вращается рамка, то в ней возникает переменная ЭДС, изменяющаяся по гармоническому закону.

Действительно, потокосцепление ψ в рамке равно произведению B на S на N и на косинус угла между вектором магнитной индукции и нормалью к плоскости рамки. Здесь B – модуль индукции однородного внешнего магнитного поля, S – площадь рамки, N – число витков в рамке.

Если рамка равномерно вращается с угловой скоростью ω, то этот угол между магнитным полем и нормалью меняется со временем и равен произведению угловой скорости ω на время t – формула 204.

Согласно закону Фарадея, в рамке возникает ЭДС индукции, равная со знаком «минус» производной по времени от потокосцепления, выражаемого формулой 204.

Вычисляя эту производную, найдем, что ЭДС индукции в рамке меняется со временем по гармоническому закону с циклической частотой ω, равной угловой скорости вращения рамки, – формула 205. При этом максимальное значение ЭДС индукции в рамке прямо пропорционально индукции внешнего магнитного поля B, площади рамки S, числу витков N и угловой скорости вращения рамки ω.

Переменное напряжение снимается с витка с помощью щеток.

Слайд 91

Тема 9. Взаимная индукция

На рисунке 81 представлены два неподвижных контура 1 и 2, которые расположены близко друг к другу. Если в контуре 1 течет ток силой I_1, то он создает через контур 2 полный магнитный поток Φ_{m2}, пропорциональный I_1, – формула 206. Силовые линии магнитного поля, создающего полный магнитный поток Φ_{m2}, на рисунке 81 обозначены зелеными сплошными линиями. Аналогично при протекании в контуре 2 тока силой I_2 возникает сцепленный с контуром 1 магнитный поток Φ_{m1}, пропорциональный I_2, – формула 207. На рисунке 81 силовые линии магнитного поля, создающего поток Φ_{m1}, отмечены синими штриховыми линиями.

Коэффициенты пропорциональности L_{12} и L_{21} равны друг другу – формула 208 – и называются взаимной индуктивностью контуров.

Взаимная индуктивность зависит от геометрической формы, размеров, взаимного расположения контуров и от магнитной проницаемости окружающей контуры среды.

Единица измерения взаимной индуктивности та же, что и для индуктивности – генри.

При изменении силы тока I_1, протекающего в контуре один, в контуре два возникает индукционный ток I_2. Этот ток направлен так, чтобы создаваемый им магнитный поток Φ_{m1} противодействовал изменению внешнего магнитного потока Φ_{m2} , породившего этот индукционный ток.

ЭДС индукции ε_2 в этом случае равна по закону Фарадея скорости изменения полного магнитного потока Φ_{m2} и с учетом формулы 206 принимает вид формулы 209.

Знак «минус» отражает правило Ленца и указывает на то, что поле индукционного тока всегда направлено навстречу потоку.

Аналогично в контуре 1 возникает ЭДС индукции ε_1, прямо пропорциональная скорости изменения силы тока I_2 во втором контуре – формула 210 .

Контуры 1 и 2 называются связанными.

Явление возникновения ЭДС в одном из контуров при изменениях силы тока в другом называется взаимной индукцией.

Слайд 92

Например, рассмотрим две катушки, намотанные на общий тороидальный сердечник из железа. Первая катушка имеет N_1 витков, вторая катушка имеет N_2 витков. Найдем взаимную индуктивность этих катушек.

В первой катушке течет ток I_1 . Магнитная проницаемость среды μ , длина сердечника по средней линии – l . Величина магнитной индукции B_1 поля, создаваемого первой катушкой, определяется формулой 211.

Полный магнитный поток через вторую катушку определяется формулой 212, где S – площадь поперечного сечения катушек. Тогда взаимную индуктивность L_{21} найдем по формуле 213.

Аналогично взаимную индуктивность L_{12} найдем по той же формуле 213.

Таким образом, при отсутствии ферромагнетиков индуктивность обеих катушек равна. Это замечательное свойство индуктивности называют теоремой взаимности.

Она позволяет не делать различия между L_{12} и L_{21} и просто говорить о взаимной индуктивности двух контуров.

Смысл ее в том, что в любом случае магнитный поток Φ_{m1} сквозь контур один, созданный током I_2 в контуре два, равен магнитному потоку Φ_{m2} сквозь контур два, созданному таким же током I_1 в контуре один. Это позволяет сильно упрощать расчет магнитных потоков.

Слайд 93

Для повышения или понижения напряжения переменного тока используют трансформаторы. В основе работы трансформатора заложено использование явления взаимной индукции.

Трансформаторы были сконструированы и введены в практику российским электротехником Павлом Николаевичем Яблочковым и российским физиком Иваном Филипповичем Усагиным.

Рассмотрим рисунок 83. Контур первичной обмотки с n_1 витками присоединен к источнику переменного напряжения с ЭДС , равной ε_1 . Сердечник замкнут и обычно изготавливается из железа и его сплавов. В катушке один возникает переменный ток I_1 , создающий в сердечнике трансформатора магнитный поток Φ , который полностью локализован в сердечнике и пронизывает витки вторичной обмотки.

Изменение этого потока вызывает появление во вторичной обмотке, ЭДС взаимной индукции ε_2 .

Запишем второе правило Кирхгофа для первичной обмотки – формула 214, где R_1 – полное сопротивление этой обмотки.

Но произведение I_1R_1 мало при быстропеременных полях по сравнению с ε_1 и ε_2 . Тогда справедливо соотношение 215.

ЭДС ε_2, возникающая во вторичной обмотке определяется законом Фарадея – формула 216. Из формул 215 и 216 следует соотношение 217.

Знак «минус» показывает, что ЭДС в первичной и вторичной обмотках ε_1 и ε_2 противоположны по фазе.

Слайд 94

На рисунке 84 представлена общая электрическая схема трансформатора.

Соотношение 218 определяет величину k , равную отношению числа витков во вторичной и первичной обмотках, которая называется коэффициентом трансформации.

Пренебрегая потерями энергии, составляющими в современных трансформаторах два процента и связанными с джоулевой теплотой и вихревыми токами, из закона сохранения энергии получаем равенство 219.

Из этого равенства следует, что токи в обмотках обратно пропорциональны числу витков в этих обмотках – формула 220.

Если коэффициент трансформации меньше единицы, то трансформатор называется понижающим, если коэффициент трансформации больше единицы, то трансформатор называется повышающим.

Существуют трансформаторы, имеющие несколько обмоток, они используются в радиоустройствах – четыре-пять обмоток с разными рабочими напряжениями.

Трансформатор, состоящий из одной обмотки, называется автотрансформатором.

В случае повышающего автотрансформатора ЭДС подводится к части обмотки, а вторичная ЭДС снимается со всей обмотки.

В понижающем автотрансформаторе напряжение сети подается на всю обмотку, а вторичная ЭДС снимается только с части обмотки.

Слайд 95

Рассмотрим цепь, изображенную на рисунке 85.

Замкнем ключ К . В катушке установится ток I , который создаст условия возникновения магнитного поля, сцепленного с витками катушки.

Если разомкнуть ключ, то через сопротивление R некоторое время будет течь ток, постепенно убывающий, поддерживаемый возникающей в соленоиде ЭДС самоиндукции.

Работа dA, совершаемая этим током за бесконечно малый промежуток времени dt, равна произведению ЭДС самоиндукции ε на силу тока в цепи I и на dt – формула 221.

Подставляя в эту формулу выражение для ЭДС самоиндукции, получим, что работа равна со знаком «минус» произведению индуктивности контура L на силу тока в цепи I и на приращение силы тока dI за время dt .

Полная работа A за все время убывания силы тока от начального значения I до нуля будет равна интегралу по току – формула 222.

Работа – формула 222 – идет на приращение внутренней энергии сопротивления соленоида и соединительных проводов, то есть на их нагревание.

Совершение этой работы сопровождается исчезновением магнитного поля, которое первоначально существовало в пространстве, окружающем соленоид.

Так как никаких других изменений в окружающих электрическую цепь телах не происходит, сделаем вывод, что магнитное поле является носителем энергии, за счет которой и совершается работа, – формула 222.

Следовательно, проводник с индуктивностью L , по которому течет ток силой I , обладает энергией W_m , равной половине произведения индуктивности на квадрат силы тока в проводнике – формула 223.

С другой стороны, эту работу можно трактовать как работу, которую необходимо совершить против ЭДС самоиндукции в процессе нарастания тока от нуля до установившегося значения тока I. Эта работа идет на создание магнитного поля, обладающего энергией W_m, определенной формулой 223.

Слайд 96

В случае постоянных токов создаваемое ими магнитное поле существует неотделимо от этих токов. Поэтому энергия проводника с током равна энергии магнитного поля, создаваемого этим проводником.

В формуле 223 энергия W_m проводника с током выражается через характеристики этого проводника – его индуктивность L и силу тока в нем I. Но эта же энергия равна энергии магнитного поля. Следовательно, ее можно выразить также через характеристики магнитного поля.

Рассмотрим, например, длинный соленоид, по обмотке которого течет ток силой I.

Этот ток создает однородное магнитное поле, которое сосредоточено внутри соленоида. Индукция этого магнитного поля B связана с силой тока I в обмотке соотношением 224.

Здесь l – длина соленоида, N – полное число витков в обмотке, μ – магнитная проницаемость сердечника, μ_0 – магнитная постоянная.

Индуктивность L соленоида выражается формулой 225, где S – площадь поперечного сечения соленоида.

Подставляя формулы 224 и 225 в формулу 223, выразим энергию W_m соленоида через индукцию B магнитного поля в нем – формула 226.

В этой формуле произведение площади поперечного сечения S соленоида на его длину l равно объему V пространства внутри соленоида.

Поскольку магнитное поле сосредоточено целиком в этом пространстве и является однородным, то объемная плотность энергии ω_m магнитного поля, то есть энергия магнитного поля в единице объема, выражается формулой 227.

Хотя эта формула получена нами для поля соленоида, она является универсальной. Она справедлива для любого магнитного поля, как однородного, так и неоднородного, как постоянного, так и меняющегося со временем произвольным образом. В частности, этой формулой выражается объемная плотность энергии магнитного поля в электромагнитной волне, в которой магнитное поле существует отдельно от создавших это поле токов.

Слайд 97

Тема 10. Электрическое поле в веществе

Диэлектриками называют вещества, не способные проводить электрический ток. Проводимость диэлектриков в $10^{15} \div 10^{20}$ (десять в пятнадцатой – десять в двадцатой степени) раз меньше, чем проводников.

Молекула диэлектрика содержит как положительные, так и отрицательные электрические заряды, так что суммарный заряд каждой молекулы равен нулю.

Заменим все положительные заряды молекулы одним суммарным положительным точечным зарядом $+q$, расположенным в центре тяжести положительных зарядов. Аналогично заменим все отрицательные заряды одним суммарным отрицательным точечным зарядом $-q$, расположенным в центре тяжести отрицательных зарядов. Молекулу диэлектрика в первом приближении можно рассматривать как диполь, состоящий из зарядов $+q$ и $-q$.

Электрическим диполем называют систему двух равных по величине и противоположных по знаку точечных зарядов $+q$ и $-q$, расстояние l между которыми фиксировано и мало по сравнению с расстояниями до других зарядов.

Плечом $\vec{l}$ диполя называется вектор, направленный от отрицательного заряда к положительному и численно равный расстоянию l между ними.

Электрическим дипольным моментом $\vec{p}$ диполя называется произведение заряда диполя $+q$ на его плечо $\vec{l}$ –формула 228.

Хотя полный заряд диполя равен нулю, он создает вокруг себя электрическое поле. Напряженность $\vec{E}$ электрического поля диполя убывает обратно пропорционально кубу расстояния r до него – формула 229.

В молекулах некоторых веществ электроны расположены симметрично вокруг ядер. В этом случае центры тяжести положительных и отрицательных зарядов совпадают, так что дипольный момент такой молекулы равен нулю.

Диэлектрики, электрический дипольный момент молекул которых в отсутствие внешнего электрического поля равен нулю, называются неполярными. Примеры таких веществ – водород H_2, азот N_2, четыреххлористый углерод CCl_4.

Диэлектрики, молекулы которых в отсутствие внешнего электрического поля обладают собственным отличным от нуля электрическим дипольным моментом $\vec{p} \neq 0$, определяемым структурой молекулы, называются полярными. Примеры таких веществ – вода H_2O, соляная кислота HCl. Электроны в таких молекулах распределены несимметрично вокруг ядер.

Количественной мерой поляризации диэлектрика служит вектор поляризованности $\vec{P}$.

Вектором поляризованности в некоторой точке называется отношение электрического дипольного момента бесконечно малого объема диэлектрика, содержащего данную точку, к величине этого объема ΔV.

Вектор поляризованности определен формулой 230, где $\vec{p}_i$ – электрический дипольный момент i̇той молекулы.

Слайд 98

В отсутствие внешнего электрического поля $\vec{E} = 0$ вектор поляризованности в каждой точке диэлектрика равен нулю.

В случае неполярных диэлектриков в отсутствие внешнего электрического поля электрический дипольный момент каждой молекулы равен нулю, следовательно, и вектор поляризованности в каждой точке равен нулю.

В случае полярных диэлектриков электрические дипольные моменты молекул не равны нулю. В отсутствие внешнего электрического поля они ориентированы хаотически во всех направлениях вследствие теплового движения молекул. Следовательно, вектор поляризованности в каждой точке диэлектрика также равен нулю.

Во внешнем электрическом поле $\vec{E} \neq 0$ происходит поляризация диэлектрика, и он приобретает в каждой точке вектор поляризованности $\vec{P}$. Этот вектор прямо пропорционален напряженности электрического поля $\vec{E}$ в данной точке – формула 231. В этой формуле безразмерный коэффициент пропорциональности κ называется диэлектрической восприимчивостью вещества.

Заметим, что формула 231 является справедливой только в случае достаточно слабых, медленно меняющихся полей и однородных и изотропных диэлектриков.

В молекулах неполярного диэлектрика под действием внешнего электрического поля электрические заряды смещаются друг относительно друга, положительные – по полю, отрицательные – против. Следовательно, в них индуцируются электрические дипольные моменты $\vec{p}$. Величина этих дипольных моментов пропорциональна величине напряженности $\vec{E}$ электрического поля, а направление совпадает с направлением вектора $\vec{E}$ – формула 232.

Коэффициент пропорциональности α называется поляризуемостью молекулы. Соответственно, каждый элемент объема ΔV диэлектрика приобретает электрический дипольный момент Δp – формула 233, где ΔN – число молекул диэлектрика в элементе объема ΔV. Такой вид поляризации называется электронной поляризацией.

Вектор поляризованности определяется формулой 234, где $n = \Delta N / \Delta V$ – концентрация молекул диэлектрика. Диэлектрическая восприимчивость неполярного диэлектрика $\kappa = n\alpha$ не зависит от температуры.

Слайд 99

На молекулу полярного диэлектрика с электрическим дипольным моментом $\vec{p}$ во внешнем электрическом поле с напряженностью $\vec{E}$ действует момент сил – формула 235. Этот момент стремится повернуть ее и установить так, чтобы векторы $\vec{p}$ и $\vec{E}$ совпали по направлению.

Следовательно, во внешнем электрическом поле дипольные моменты полярных молекул будут стремиться ориентироваться вдоль поля. Этому будет препятствовать тепловое движение молекул. В результате в диэлектрике возникнет преимущественная ориентация диполей вдоль поля.

Эта ориентация будет тем больше, чем больше величина напряженности поля, и тем меньше, чем выше температура диэлектрика. Каждый элементарный объем диэлектрика приобретет электрический дипольный момент. Такая поляризация называется ориентационной.

Вектор поляризованности полярных диэлектриков в достаточно слабых полях выражается той же формулой 231, что и в случае неполярных диэлектриков. При этом диэлектрическая восприимчивость κ полярных диэлектриков, в отличие от неполярных, убывает обратно пропорционально абсолютной температуре T диэлектрика – формула 235.

Слайд 100

Заряды, входящие в состав молекул диэлектрика, называются связанными. Эти заряды не могут выйти за пределы молекулы.

Заряды, которые находятся в пределах диэлектрика, но не входят в состав молекул, а также заряды, расположенные за пределами диэлектрика, называются сторонними.

В результате поляризации диэлектрика полный связанный электрический заряд любого элемента объема внутри диэлектрика равен нулю. На поверхности диэлектрика возникают поляризационные связанные заряды с поверхностной плотностью σ' . На той поверхности, где входят силовые линии поля, возникает избыток отрицательного заряда, на той, где выходят, – избыток положительных зарядов.

Найдем связь между поверхностной плотностью связанных зарядов σ' и вектором поляризованности $\vec{P}$.

Рассмотрим бесконечно малый элемент объема диэлектрика в виде косого цилиндра, образующая Δl которого параллельна вектору напряженности электрического поля $\vec{E}$ в данной точке диэлектрика. На двух основаниях цилиндра площадью ΔS индуцируются связанные заряды противоположного знака с поверхностной плотностью σ'. Данный цилиндр можно рассматривать как электрический диполь с электрическим дипольным моментом Δp – формула 237, – направленным вдоль вектора $\vec{E}$.

Вектор поляризованности $\vec{P}$ диэлектрика в данной точке также направлен вдоль вектора $\vec{E}$, а его величина отражена в формуле 238. Здесь ΔV – объем цилиндра, α – угол между вектором поляризованности и нормалью $\vec{n}$ к поверхности диэлектрика в данной точке. $P\cos(\alpha) = P_n$ – проекция вектора поляризованности на направление нормали к поверхности.

Следовательно, σ' в произвольной точке поверхности диэлектрика равна P_n – формула 239. Здесь σ' – поверхностная плотность связанных зарядов, P_n – проекция вектора поляризованности на направление нормали к поверхности в данной точке.

Внутри диэлектрика электрическое поле создается сторонними и связанными зарядами.

Запишем теорему Остроградского-Гаусса – формула 240. Здесь $\vec{E}$ – напряженность электрического поля в диэлектрике, S – произвольная замкнутая поверхность. При этом q – полный сторонний заряд внутри данной поверхности, q' – полный связанный заряд внутри данной поверхности. Выразим величину q' связанного заряда через вектор поляризованности $\vec{P}$.

Слайд 101

Поверхностная плотность связанных зарядов на внешней поверхности S – $\sigma' = P_n$. На внутренней поверхности поверхностная плотность связанных зарядов $-\sigma'$ имеет противоположный знак. Полный связанный заряд q', заключенный внутри поверхности S, сосредоточен на ее внутренней стороне – формула 241, где α – угол между вектором поляризованности и нормалью к поверхности. Тогда теорема Остроградского-Гаусса запишется в виде формулы 242 или 243.

Вектором электрического смещения называется вектор $\vec{D}$ – формула 244, где $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля, $\vec{P}$ – вектор поляризованности.

Вектор электрического смещения является суммой двух величин, имеющих разный физический смысл. Поэтому вектор смещения, в отличие от векторов напряженности и поляризованности, является вспомогательным. Тем не менее во многих случаях использование вектора $\vec{D}$ существенно упрощает решение задач.

Слайд 102

Теорема Остроградского-Гаусса для электрического поля в веществе выражается формулой 245.

Поток вектора электрического смещения $\vec{D}$ через произвольную замкнутую поверхность равен сумме сторонних зарядов q, заключенных внутри данной поверхности.

В однородных изотропных диэлектриках в достаточно слабых и медленно меняющихся электрических полях векторы $\vec{D}$ и $\vec{E}$ связаны соотношением 246. Здесь $\vec{D}$ – вектор электрического смещения, а $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля.

Безразмерная величина ε, связанная с диэлектрической восприимчивостью вещества κ соотношением 247, называется диэлектрической проницаемостью вещества.

Действительно, формула 248 показывает, как получены соотношения 246 и 247.

Здесь необходимо подчеркнуть, что формулой 246 следует пользоваться лишь в частных случаях, указанных выше. В общем случае следует пользоваться формулой 244.

Слайд 103

Рассмотрим границу раздела двух диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2.

Выберем бесконечно малый прямоугольный контур L, две стороны которого Δl параллельны поверхности раздела и лежат по разные стороны от нее, а две другие стороны Δh перпендикулярны к поверхности раздела. Пусть $\vec{\tau}$ – единичный вектор, параллельный поверхности раздела, совпадает с направлением обхода контура во второй среде.

Циркуляция напряженности электрического поля по замкнутому контуру L равна нулю – формула 249, где E_l – проекция вектора $\vec{E}$ на направление касательной к контуру. Устремим Δh к нулю.

Тогда имеет место формула 250. $E_{1\tau}$ – проекция вектора $\vec{E}_1$ в первой среде на границе раздела на направление вектора $\vec{\tau}$. $E_{2\tau}$ – проекция вектора $\vec{E}_2$ во второй среде на границе раздела на направление вектора $\vec{\tau}$.

Поскольку Δl стремится к нулю, то $E_{1\tau}$ и $E_{2\tau}$ можно считать постоянными.

Отсюда следует, что тангенциальная составляющая E_{τ} вектора $\vec{E}$ напряженности электрического поля меняется на границе раздела двух диэлектриков непрерывно – формула 251. Тангенциальная составляющая D_{τ} вектора $\vec{D}$ электрического смещения испытывает на границе раздела двух диэлектриков разрыв – формула 252.

Слайд 104

Рассмотрим теперь замкнутую поверхность в виде бесконечно малого цилиндра S. Два основания цилиндра ΔS параллельны поверхности раздела и лежат по разные стороны от нее, а образующая Δh перпендикулярна к поверхности раздела.

Пусть $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к поверхности раздела, направленный из первой среды во вторую.

Поскольку поверхность раздела диэлектриков не имеет сторонних зарядов, поток вектора $\vec{D}$ электрического смещения через замкнутую поверхность S равен нулю – формула 253. Здесь D_n – проекция вектора $\vec{D}$ на направление нормали к поверхности.

Устремим Δh к нулю. Тогда имеет место формула 254.

D_{1n} – проекция вектора $\vec{D}_1$ в первой среде на границе раздела на направление вектора $\vec{n}$. D_{2n} – проекция вектора $\vec{D}_2$ во второй среде на границе раздела на направление вектора $\vec{n}$.

Поскольку ΔS стремится к нулю, то D_{1n} и D_{2n} можно считать постоянными.

Отсюда следует, что нормальная составляющая D_n вектора $\vec{D}$ электрического смещения меняется на границе раздела двух диэлектриков непрерывно – формула 255. Нормальная составляющая E_n напряженности электрического поля $\vec{E}$ испытывает на границе раздела двух диэлектриков разрыв – формула 256.

Слайд 105

Рассмотрим следующий пример. Пусть в однородное электрическое поле с напряженностью $\vec{E}$ в вакууме помещается перпендикулярно силовым линиям поля бесконечная плоско-параллельная пластинка диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ε.

Из граничных условий получается формула 257. Следовательно, величина E' напряженности электрического поля в диэлетрике уменьшается по сравнению с ее значением E в вакууме в ε раз за счет поляризации диэлектрика.

Аналогичное выражение получится и для потенциалов – формула 258. Здесь φ' – потенциал поля в диэлектрике, φ – потенциал поля в вакууме.

Отметим следующее. Заряды, которые создают электрическое поле в пространстве, можно считать находящимися на поверхностях каких-либо проводников. Если в пространство между проводниками поместить диэлектрик, то на его поверхности возникнет связанный заряд, распределение которого будет зависеть как от формы диэлектрика, так и от конфигурации поля проводников. В этом случае поле связанных зарядов не будет подобно полю проводников и формулы 257 и 258 будут несправедливы.

Эти формулы будут справедливы лишь в частных случаях, когда диэлектрик заполняет все пространство между проводниками, либо когда диэлектрик заполняет пространство между двумя эквипотенциальными поверхностями поля зарядов проводников. Именно этот случай рассмотрен в нашем примере.

Слайд 106

Тема 11. Магнитное поле в веществе

Важнейшим разделом современной физики является учение о магнетизме.

Магнетизм – это особая форма взаимодействий, возникающих между движущимися электрически заряженными частицами.

Все вещества в природе обладают магнитными свойствами. В 1820 году Эрстедом был установлен факт взаимного действия электрического тока и магнита. Впоследствии учеными Био, Ампером, Саваром было высказано предположение о том, что магнитные свойства вещества связаны с электрическими токами. Ампер высказывает смелую гипотезу о существовании молекулярных токов во всех веществах: «…надлежит рассматривать магнит как собрание электрических токов…». Так в 1821 году в учении о магнетизме появляется гипотеза молекулярных токов – один из самых поразительных научных прогнозов. Вскоре Фарадей блестяще подтверждает этот прогноз. Фарадей доказал, что в большей или меньшей степени все вещества намагничиваются, и установил деление веществ на ферро-, диа- и парамагнетики. Вещество считается намагниченным, если оно создает внутри себя и в окружающем пространстве магнитное поле даже в отсутствие токов проводимости.

Так по современным квантово-механическим представлениям магнетизм вещества обусловлен движением электронов в атомах. На рисунке 98 показано движение электрона вокруг ядра атома по замкнутой орбите радиусом r . Это движение можно рассматривать как контур с током I , магнитный момент которого определяется формулой 259.

Вектор орбитального магнитного момента равен произведению силы тока I на площадь орбиты S и единичного вектора нормали $\vec{n}$ – формула

259. Магнитный момент измеряется в СИ произведением ампер на квадратный метр. Площадь орбиты равна произведению числа π на квадрат радиуса орбиты – формула 260. Сила орбитального тока есть произведение заряда электрона e на его частоту вращения ν – формула 261. Орбитальный магнитный момент электрона равен произведению заряда электрона e, частоты ν, числа π и квадрата радиуса орбиты – формула 262.

Слайд 107

На рисунке 98 показан орбитальный механический момент электрона $\vec{L}$, модуль которого равен произведению массы электрона m на скорость υ и радиус орбиты r – формула 263.

Вектор $\vec{L}$ направлен против орбитального магнитного момента.

Кроме орбитального механического момента электрон обладает собственным механическим моментом. Этот момент называется спином.

В атоме собственному механическому моменту соответствует собственный магнитный момент электрона.

Модуль спинового магнитного момента равен отношению заряда электрона к его массе на одну вторую постоянную Планка $\hbar$ – формула 264.

Магнитный момент электрона в атоме есть векторная сумма его орбитального и спинового момента – формула 265.

Полный магнитный момент атома является векторной суммой всех орбитальных и спиновых моментов, входящих в атом электронов – формула 266.

Слайд 108

В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты атомов вещества ориентированы в разных направлениях. Векторная сумма всех магнитных моментов атомов вещества равна нулю – формула 267.

При помещении вещества во внешнее магнитное поле магнитные моменты атомов ориентируются по внешнему полю, векторная сумма всех магнитных моментов атомов не равна нулю – формула 268.

Вещество создает свое собственное магнитное поле, которое накладывается на внешнее магнитное поле. Вещество намагничивается.

Степень намагничивания характеризуют вектором намагничивания J . Вектор намагничивания равен векторной сумме магнитных моментов атомов единицы объема вещества – формула 269.

Единица измерения намагниченности в СИ – ампер, деленный на метр.

Под действием внешнего магнитного поля орбитальное движение электронов изменяется таким образом, что компенсация орбитальных магнитных моментов нарушается. При этом вектор индукции орбитального магнитного поля оказывается направленным против индукции внешнего поля. В этом случае появляется дополнительный магнитный момент, направленный против поля. Это явление называется диамагнитным эффектом.

Диамагнитным эффектом обладают все вещества, но проявляется он только у тех веществ, у которых выполняется выражение 267. Их называют диамагнетиками. Атом с полностью заполненными электронными оболочками обладает только диамагнетизмом. Диамагнитные вещества являются слабомагнитными. К ним относятся серебро, цинк, медь, свинец, висмут, кварц, инертные газы и другие вещества.

В некоторых веществах магнитные моменты электронов в атоме не компенсируют друг друга даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Результирующий магнитный момент всех атомов не равен нулю – выражение 268. При помещении таких веществ во внешнее магнитное поле на слабый диамагнитный эффект накладывается более сильный ориентационный парамагнитный эффект. Парамагнитный эффект состоит в повороте магнитных моментов атомов по направлению внешнего магнитного поля. В результате собственное магнитное поле парамагнетика накладывается на внешнее магнитное поле – выражение 269. Результирующая магнитная индукция B будет равна сумме магнитной индукции внешнего поля B_0 и индукции собственного магнитного поля B' – формула 270. Число парамагнитных веществ велико

– это алюминий, хром, кислород, калий, соли железа и другие. Это все слабомагнитные вещества.

Слайд 109

С каждой молекулой вещества можно связать элементарный круговой ток. Такие токи называют молекулярными токами. При намагничивании вещества магнитные моменты молекулярных токов ориентируются преимущественно в одном направлении. Туда же будет ориентирован вектор J .

Для однородного магнетика цилиндрической формы расположение молекулярных токов показано на рисунке 99. Внутри магнетика молекулярные токи компенсируют друг друга в местах их соприкосновения. Только на поверхности цилиндра эти токи не компенсируют друг друга, а складываются в макроскопический поверхностный ток, называемый током намагничивания I' . Таким образом, намагничивание однородного магнетика эквивалентно возникновению на его поверхности тока намагничивания, причем этот ток создает такое же поле, как и все молекулярные токи вещества. Если магнетик неоднороден, ток намагничивания будет объемным. Собственное поле магнетика B′ можно найти с помощью закона Био-Савара-Лапласа исходя из распределения I' .

Можно показать, что циркуляция вектора J по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов намагничивания, пронизывающих этот контур, – формула 271.

Это утверждение называется теоремой о циркуляции вектора намагниченности.

Циркуляция вектора B по произвольному замкнутому контуру определяется, как известно, полным током, пронизывающим контур, – формула 272. Здесь I – ток проводимости, I' – ток намагничивания. Подставляя выражение для I' из формулы 271, получим формулу 273.

Слайд 110

Введем вспомогательный вектор H согласно формуле 274. Этот вектор называется напряженностью магнитного поля.

Подставляя это определение в формулу 273, получим выражение для циркуляции вектора H – формула 275.

Мы видим, что циркуляция вектора H по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости, пронизывающих этот контур.

Вектор H является вспомогательным вектором, составленным в виде суммы различных величин. Глубокого смысла он не имеет, однако то обстоятельство, что его циркуляция определяется только токами проводимости, делает его во многих случаях полезным.

Заметим, что вектор H называется напряженностью в силу исторических причин. Когда-то теория магнетизма развивалась исходя из представлений о магнитных зарядах. Логичнее было бы назвать вектор H магнитной индукцией, а вектор B – напряженностью. Намагниченность среды в некоторой точке магнетика зависит от величины индукции поля в этой же точке. Однако принято связывать вектор J с вектором H. Для широкого класса магнетиков связь между этими векторами линейна – формула 276.

Безразмерная величина χ называется магнитной восприимчивостью вещества. Магнитная восприимчивость парамагнетиков положительна, а диамагнетиков – отрицательна. Подставляя формулу 276 в формулу 274, получим связь между векторами B и H – формула 277.

Величина μ называется магнитной проницаемостью среды. Связь меду магнитной проницаемостью и магнитной восприимчивостью дается формулой 278.

Физический смысл магнитной проницаемости состоит в том, что если все пространство вне проводников с токами проводимости заполнить магнетиком, то величина магнитной индукции увеличится в μ раз – формула 279. Здесь B_0 – индукция поля в пространстве до заполнения его магнетиком. Если же магнетиком заполнить не все пространство, то конфигурация поля не будет подобной первоначальному полю.

Слайд 111

Установим связь для векторов $\vec{B}$ и $\vec{H}$ на границе раздела двух однородных магнетиков, магнитные проницаемости которых соответственно равны μ_1 и μ_2.

На рисунке 100 показан прямой цилиндр ничтожно малой высоты h , одно основание которого находится в первом магнетике, другое – во втором. В пределах верхнего основания площадью ΔS индукция магнитного поля равна $\vec{B}_1$, в пределах нижнего основания площадью ΔS индукция магнитного поля равна $\vec{B}_2$.

По теореме Остроградского-Гаусса поток вектора магнитной индукции $\vec{B}$ через замкнутую поверхность цилиндра равен нулю – формула 280. Через боковую поверхность цилиндра поток вектора магнитной индукции $\vec{B}$ равен нулю, так как площадь этой поверхности ничтожно мала. Значит, потоки вектора магнитной индукции через верхнее основание и через нижнее основание равны по модулю и противоположны по знаку. Отсюда вытекает, что нормальные составляющие векторов магнитной индукции $\vec{B}_1$ и магнитной индукции $\vec{B}_2$ одинаковы – формула 281.

Воспользовавшись связью между векторами индукции магнитного поля и напряженности магнитного поля, получим связь между нормальными составляющими вектора $\vec{H}$ – формула 282. Из этой формулы вытекает, что нормальная составляющая вектора $\vec{H}$ изменяется при переходе через границу раздела двух разных магнетиков – формула 283.

Слайд 112

На границе раздела двух однородных магнетиков, магнитные проницаемости которых соответственно равны μ_1 и μ_2, возьмем замкнутый контур в виде прямоугольника со сторонами а и в .

Воспользуемся теоремой о циркуляции вектора напряженности магнитного поля $\vec{H}$ – формула 284. При этом мы учли, что на границе раздела магнетиков токов проводимости нет.

Выберем направление обхода контура против часовой стрелки и устремим длину стороны а контура к нулю. Тогда из уравнения 285 вытекает, что на границе раздела магнетиков тангенциальная составляющая вектора напряженности магнитного поля остается неизменной – формула 286.

Воспользовавшись связью между векторами индукции магнитного поля и напряженности магнитного поля, получим связь между тангенциальными составляющими вектора индукции магнитного поля – формулы 287 и 288.

На границе раздела магнетиков тангенциальная составляющая вектора магнитной индукции изменяется, как показано на рисунке 101.

Слайд 113

Твердые вещества, обладающие спонтанной намагниченностью, т.е. обладающие намагниченностью даже в отсутствие внешнего поля, называются ферромагнетиками.

К ферромагнетикам относятся железо, кобальт, кадмий, никель и их сплавы и соединения.

Ферромагнетики, помимо способности сильно намагничиваться даже в слабых полях, обладают еще и другими свойствами, существенно отличающими их от диа- и парамагнетиков. Если для слабомагнитных веществ зависимость намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля линейна, то для ферромагнетиков эта зависимость является довольно сложной. Эта зависимость представлена на рисунке 102. Данная кривая называется основной кривой намагничивания. Впервые она была получена в 1878 году для железа русским физиком Столетовым.

По мере возрастания напряженности внешнего поля намагниченность сначала растет быстро, затем медленнее и, наконец, достигает так называемого магнитного насыщения.

Подобный характер зависимости намагниченности от напряженности внешнего поля ферромагнетика объясняется в квантовой теории. Согласно этой теории, магнитные моменты атомов ферромагнетика обусловлены спинами – собственными магнитными моментами электронов. В кристаллической решетке атомы сильно взаимодействуют друг с другом. Это взаимодействие осуществляется в основном через электроны внешних оболочек. Энергия взаимодействия соседних атомов оказывается наименьшей в том случае, когда спины электронов соседних атомов параллельны. Минимум полной энергии ферромагнитного кристалла достигается тогда, когда кристалл разбивается на ряд областей самопроизвольного намагничивания. Эти области называются доменами. В каждом домене спины направлены в одну сторону. Впервые в 1931 году советский физик Акулов наблюдал, используя порошковый метод, доменную структуру ферромагнетика. Возможность существования доменов доказали на основе квантово-механических расчетов Ландау и Лифшиц – тоже советские ученые – в 1935 году.

В отсутствие внешнего поля магнитные моменты доменов ориентированы беспорядочно и суммарный магнитный момент доменов равен нулю. Под действием возрастающего внешнего намагничивающего поля увеличивается степень ориентации магнитных моментов доменов по направлению напряженности внешнего поля. При этом намагниченность вещества растет по не линейному закону – рисунок 102. Однако этот процесс начнет замедляться, когда останется все меньше и меньше неориентированных по внешнему полю доменов. Когда все домены будут преимущественно ориентированы по полю, дальнейшее увеличение намагниченности прекращается и наступает магнитное насыщение – рисунок 102.

Магнитная индукция при росте напряженности внешнего поля также увеличивается нелинейно до насыщения. Эта зависимость показана на рисунке 103 и получила название «кривая Столетова».

Слайд 114

Для ферромагнетиков из-за нелинейной зависимости магнитной индукции от напряженности внешнего поля магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость не являются постоянными величинами. Зависимости магнитной восприимчивости и магнитной проницаемости от напряженности внешнего магнитного поля представлены на рисунках 104 и 105. Эти зависимости имеют сложный характер, быстро возрастают и достигают максимума, когда ферромагнетик максимально намагничен. Затем резко убывают при дальнейшем увеличении напряженности внешнего магнитного поля. Максимальные значения магнитной восприимчивости и проницаемости очень велики – могут достигать несколько десятков, сотен и даже тысяч единиц.

При нагревании ферромагнетика происходит разупорядочение магнитных моментов, и вещество теряет свои магнитные свойства. Температура, выше которой вещество теряет свои особые магнитные свойства и ведет себя как обычный парамагнетик, называется точкой Кюри. Точка Кюри для железа составляет 1043 кельвина, для никеля – 663 кельвина, для кобальта – 1422 кельвина.

Слайд 115

Для ферромагнетиков характерно явление магнитного гистерезиса, когда зависимость индукции магнитного поля от напряженности магнитного поля определяется предшествующей историей намагничивания ферромагнетика. На рисунке 106 показан процесс намагничивания ферромагнетика в виде зависимости индукции магнитного поля от напряженности внешнего магнитного поля. Если намагнитить первоначально не намагниченный ферромагнетик до насыщения, а затем начать уменьшать напряженность внешнего намагничивающего поля, то кривая размагничивания не будет следовать по начальной кривой 0-1. Уменьшение магнитной индукции описывается кривой 1-2, лежащей выше кривой 0-1. Такое явление запаздывания называется магнитным гистерезисом.

Явление объясняется тем, что результирующие магнитные моменты доменов поворачиваются по полю, возникает собственное магнитное поле ферромагнетика, совпадающее по направлению с внешним магнитным полем. Результирующее магнитное поле усиливается, ферромагнетик намагничивается. При уменьшении напряженности внешнего поля магнитные моменты доменов частично сохраняют свою первоначальную ориентацию. Тепловое движение не оказывает заметного воздействия на домены, размеры которых значительно превосходят размеры атомов вещества. При уменьшении внешнего поля до нуля наблюдается остаточная индукция магнитного поля B_r .

Ферромагнетик можно размагнитить, включив поле в обратном направлении. Напряженность внешнего магнитного поля, полностью размагничивающего ферромагнетик, называется коэрцитивной силой H_k. Намагничивая и размагничивая ферромагнетик в прямом и обратном направлениях до насыщения, можно получить замкнутую петлю, называемую петлей гистерезиса. Гистерезисная петля характеризуется следующими параметрами: магнитной индукцией насыщения B_s , остаточной магнитной индукцией B_r, коэрцитивной силой H_k и площадью петли гистерезиса. Площадь петли гистерезиса характеризует работу, затраченную на перемагничивание ферромагнетика. Эта работа превращается в тепло, и ферромагнетик нагревается.

Слайд 116

Тема 12. Основы теории Максвелла

Все многообразие явлений электричества и магнетизма есть проявление одного физического поля – электромагнитного. Электрическое и магнитное поля – это его компоненты. Взаимосвязь полей E и B особенно явна в переменных процессах. Действительно, переменность поля появляется, если наблюдать его из системы отсчета, движущейся относительно системы, где поле пребывает стационарно. В явлении электромагнитной индукции Фарадея переменный магнитный поток через поверхность проводящего контура вызывает в нем электрический ток, в частности, при неизменной геометрии контура и переменности только магнитного поля. Явление электромагнитной индукции показано на рисунке 107: при увеличении индукции магнитного поля B в замкнутом проводнике появляется ток I . В формуле 289 для электродвижущей силы индукции εi это условие неизменности геометрии контура при дифференцировании указано частной производной и индексом Г при вертикальной черте, обозначающим контур. Раз в неподвижном контуре появляется ток, значит, должно появиться и электрическое поле, потому что магнитное не действует на неподвижные заряды в контуре. Очевидно, что проводящий контур является удачным способом обнаружить факт генерации электрического поля в пространстве вокруг контура. При этом полную картину распределения поля E мы не видим. Эта интерпретация электромагнитной индукции позволяет получить одно из фундаментальных уравнений Максвелла. На основании определения электродвижущей силы εi формула 289 перепишется в виде формулы 290, где слева выражение циркуляции напряженности некой сторонней силы E вдоль контура Г . Следуя Максвеллу, мы полагаем этой сторонней силой напряженность E электрического поля. Его циркуляция не равна нулю в соответствии со смыслом формулы 290. Не противоречит ли это нашему пониманию стационарного электрического поля, для которого циркуляция напряженности равна нулю? Отнюдь: ведь в электромагнитной индукции мы имеем дело с переменным электрическим полем. Такое поле Максвелл назвал вихревым электрическим полем.

Слайд 117

Вторым краеугольным камнем в теории электромагнетизма Максвелла является обратная к электромагнитной индукции магнитоэлектрическая индукция. Суть ее в генерации магнитного поля переменным электрическим полем. На самом деле она не наблюдалась до ее предсказания Максвеллом. Это предсказание было сделано на основе обобщения теоремы 291 о циркуляции магнитного поля на случай переменного тока и предположения о симметрии между E и B в уравнениях теории электромагнетизма. Симметрия, по предположению Максвелла, должна заключаться в существовании закона, подобного закону 290 о циркуляции вектора E, где E и B меняются местами. Согласно формуле 291 циркуляция напряженности магнитного поля H по контуру Г равна суммарному току, который этот контур окружает. Практически интегрируют плотность тока j по произвольной поверхности S, натянутой на данный контур Г, что указано в формуле 291. Однако в случае переменного тока данная формула становится неприменимой. Окружим контуром Г проводник, соединенный с пластиной разряжающегося конденсатора. При этом окажется, что результат интегрирования в формуле 291 будет зависеть от поверхности, натянутой на контур. На рисунке 109 через поверхность S ток течет, а через поверхность S’ – нет. Чтобы циркуляция вектора H не зависела от выбора поверхности интегрирования, Максвелл дополнил правую часть уравнения 291 слагаемым, включающим в себя скорость изменения вектора смещения электрического поля dD по dt. В итоге циркуляция вектора H определяется соотношением 292. Производная по времени от вектора электрического смещения называется плотностью тока смещения – формула 293. Таким образом, циркуляция вектора H по произвольному контуру равна алгебраической сумме токов проводимости и токов смещения, пронизывающих любую поверхность, охватываемую этим контуром.

Слайд 118

Все закономерности электричества и магнетизма были сведены в одну теорию Максвеллом. В ее основе находятся всего четыре уравнения, в интегральной или дифференциальной форме, – уравнения Максвелла. Они уже были представлены в этом курсе. Здесь мы заострим внимание на их физическом смысле. Начнем с потока векторного поля и дивергенции. Формула 294: поток векторного поля через любую замкнутую поверхность равен суммарному заряду внутри объема, ограниченного этой поверхностью. Учитывается только сторонний заряд, то есть не образованный поляризацией диэлектрика, ρ в формуле 294 – его плотность. Формула 295 дает поток магнитной индукции через любую замкнутую поверхность. Он равен нулю, что означает, отсутствие магнитных зарядов. Здесь следует заметить, что это обобщение имеющихся наблюдений, и оно не отрицает смысла поиска магнитных зарядов во Вселенной. Итак, раз магнитных зарядов не существует, значит, во-первых, силовые линии магнитного поля нигде не начинаются и не кончаются – они замкнуты. Уравнениями циркуляции устанавливается связь между электрическим и магнитным полями. Согласно уравнению 296, циркуляция полного электрического поля E по произвольному замкнутому контуру равна интегралу скорости уменьшения магнитного поля B по поверхности, ограниченной контуром. Таким образом, поле E может возникать вследствие изменения поля B . Это будет обязательно переменное, вихревое поле. Другим источником поля E является электрический заряд. В таком случае поле может быть статическим. Формулы 296 содержат в неявном виде утверждение, что циркуляция электростатического поля E равна нулю – это свойство потенциальных полей, каковым и является электростатическое поле. Уравнения 297 для циркуляции магнитного поля H аналогичны уравнениям 296, за некоторым исключением. Это подобие отражает симметрию между полями E и B , что предполагает их единство в рамках одного поля – электромагнитного. Уравнение 297 утверждает, что циркуляция поля H равна полному току через поверхность контура циркуляции. Из него видно, что магнитное поле может быть образовано как движущимся электрическим зарядом, так и переменным электрическим полем.

Слайд 119

Дифференциальные уравнения Максвелла позволяют определить поля E и B , если, конечно, заданы начальные и граничные условия. Однако для их решения необходимы материальные уравнения, характеризующие среду. Материальная среда поляризуется и намагничивается вследствие изменения структуры вещества на молекулярном уровне, что изменяет распределение полей по сравнению с вакуумом. Электрическое смещение D и магнитная индукция B характеризуют распределение электромагнитного поля в веществе. Материальные уравнения 298 связывают поля D и B и плотность тока j в веществе с полями E и H в вакууме. Поляризация и намагничение специфичны для различных сред. Их описание просто лишь для слабых медленно меняющихся полей, однородной и изотропной среды. В этом случае свойства среды определяются лишь тремя постоянными коэффициентами: диэлектрической проницаемостью ε , магнитной проницаемостью μ и проводимостью σ . Тогда материальные уравнения 298 записываются как уравнения 299. Значения ε , μ и σ находятся экспериментально. В случае неоднородной среды можно получить решения уравнений поля для однородных областей и сшить их на границах между однородными областями, используя граничные условия. В отсутствие свободных зарядов и токов проводимости на границе они определяются формулами 300. На границе раздела двух сред непрерывны тангенциальные компоненты напряженностей E и H и нормальные компоненты индукций D и B . Характер изменения поля на границе показан на рисунках 110 и 111. Силовые линии отклоняются от нормали больше в условно более плотной среде, где проницаемости ε или μ больше, а величина поля больше или меньше в соответствии с густотой силовых линий поля.

Слайд 120

Взаимозависимость переменных полей E и B выражается уравнениями Максвелла 296 и 297. Она должна проявляться в генерации и распространении в пространстве возмущений, вызванных локальным изменением какого-либо из полей, как показано на рисунке 112. Действительно, из дифференциальных уравнений Максвелла можно получить волновые уравнения для векторов E и H , что означает, что указанные возмущения распространяются в виде волн. Свойства этих волн оказываются весьма необычными, даже потрясающими привычные человеку механистические представления о мире. Волновые уравнения содержат величину скорости распространения υ . Оказалось, что скорость распространения электромагнитных волн в среде, неферромагнитной и непроводящей, и вакууме выражается формулами 301, и для вакуума она численно равна скорости света c . Значит, электромагнитные волны распространяются с предельной скоростью, скоростью света. Более того, оказалось, что свет – это тоже электромагнитные волны. Эти волны могут распространяться в вакууме. Более того, это поперечные волны: векторы E и H перпендикулярны к вектору скорости – как если бы волны распространялись в упругой среде. Направления векторов E, H или B и υ соответствуют направлениям осей Z , X и Y правосторонней прямоугольной системы координат, как показано на рисунке 113. В таком случае говорят, что векторы E, H , и υ образуют правую тройку. Вектора E и H изменяются синфазно и связаны соотношением 302. Электромагнитные волны были подтверждены экспериментами Генриха Герца, что ознаменовало принятие теории электромагнетизма Максвелла научным сообществом. Существование электромагнитных волн означает, что электромагнитное поле не просто математический аппарат теории электромагнетизма, оно может существовать независимо от его источников, это нечто материальное. Но это особый вид материи: электромагнитное поле не имеет массы и его волны движутся только с предельной скоростью.

Слайд 121

Раз электромагнитное поле материально, значит, оно имеет энергию. Ее плотность w , определяемая формулой 303, слагается из электрической и магнитной компонент, которые были получены в других лекциях. Плотность потока энергии S , которая переносится волной, определяется как количество энергии, протекающей через единицу площади поверхности, перпендикулярной к вектору скорости волны. С помощью формул 302 и 303 это можно записать как E на H . Энергия переносится в направлении вектора скорости, а он составляет с векторами E на H правую тройку. Поэтому поток энергии можно определить как вектор S формулой 304. Вектор S называется вектором Пойнтинга. Не обладая массой, электромагнитные волны тем не менее переносят и импульс, а значит, оказывают давление. В специальной теории относительности плотность импульса потока электромагнитной энергии определяется формулой 305, плотность импульса p равна плотности энергии w , деленной на скорость света c . Тогда давление P определяется формулой 306 как количество импульса, поглощенного за единицу времени единичной площадкой поверхности, перпендикулярной к волне. Коэффициент r учитывает отражение волны от поверхности. Давление электромагнитных волн чрезвычайно мало и измерение его является крайне сложной экспериментальной проблемой. Впервые оно было измерено для света Петром Николаевичем Лебедевым, российским физиком. Закончим лекцию оценкой значения этого открытия выдающегося физика Уильяма Томсона, современника Лебедева. Он сказал: «Я всю жизнь воевал с Максвеллом, не признавая его светового давления, и вот Лебедев заставил меня сдаться перед его опытами».