

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Ж.В. Рыбакова, В.Г. Блинкова

**ОБЩАЯ ФИЗИКА
И НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ
ФИЗИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ**

Часть 3. Электричество. Магнетизм

Учебное пособие

*Научный редактор
д-р физ.-мат. наук Б.Д. Белан*

Томск
Издательский Дом Томского государственного университета
2018

УДК 530.1: 551.51 (075.8)

ББК 22.3: 26.23 (я 73)

Р93

Рецензенты:

канд. физ.-мат. наук *Е.В. Харюткина,*

канд. физ.-мат. наук *О.В. Раводина*

Рыбакова Ж.В., Блинкова В.Г.

Р93 Общая физика и некоторые аспекты физической метеорологии. Ч. 3: Электричество. Магнетизм : учеб. пособие / науч. ред. Б.Д. Белан. – Томск : Издательский Дом Томского государственного университета, 2018. – 228 с.

ISBN 978-5-94621-738-5

Настоящее учебное пособие содержит основные разделы курса «Общая физика» для студентов, обучающихся по направлению «Гидрометеорология», и некоторые аспекты физической метеорологии. В настоящем пособии проводится органическая связь упомянутых выше курсов.

Для студентов направления «Гидрометеорология», а также студентов смежных специальностей очной и заочной форм обучения.

УДК 530.1: 551.51 (075.8)

ББК 22.3: 26.23 (я73)

ISBN 978-5-94621-738-5

© Рыбакова Ж.В., Блинкова В.Г., 2018

© Томский государственный университет, 2018

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящей части пособия, как и в предыдущих частях (Ч. 1. Механика; Ч. 2. Молекулярная физика. Термодинамика), мы показываем органическую связь дисциплин Общая физика и Физическая метеорология.

Первые пять глав настоящего пособия содержат основной базовый материал курса Общая физика, последующие пять глав содержат материал, в котором излагаются сведения об электрических и магнитных полях в Земной атмосфере и явлениях, вызванных в ней упомянутыми полями.

Авторы настоящего пособия испытывали немало трудностей при его создании, как имели и имеют сложности изложения представляемого материала при проведении соответствующих курсов.

Что касается курса Общей физики, то часов на обучение студентов по направлению «Гидрометеорология» отводится всё меньше и меньше. Сокращаются и лекционные часы, и часы практических занятий. В этих условиях приходится выбирать такой формат занятий, при котором не пострадало бы содержание базовых разделов, а понимание этого, достаточно трудного, раздела физики было бы достигнуто.

В главах, посвящённых атмосфере, приходится учитывать всю сложность рассматриваемого объекта, поскольку атмосфера, как и её изучение, отличается от материала и опытов в лабораторных условиях.

Атмосфера – очень большой объект. Она граничит своей нижней частью с подстилающей поверхностью (почвой, водой рек, озёр, морей, океанов, растительностью и т.д.), а верхней частью – с мировым космическим пространством. В результате невозможно разобраться в сущности таких атмосферных явлений, как, например, грозы, полярные сияния, распространение электромагнитных волн, не понимая процессов ионизации в разных слоях атмосферы. Кроме того, необходимо знать причины наличия ионосферы, ха-

ракет движения атмосферы, поскольку следует учитывать не только перемещение заряженных частиц вдоль силовых линий полей, но и вертикальные движения, связанные с устойчивостью или неустойчивостью воздуха. И это ещё не всё – необходимо представлять себе мощность ионизаторов, расположение и протяжённость слоёв, в которых они производят ионизацию.

А ещё ионы в атмосфере бывают разными (лёгкими, средними, тяжёлыми), что в значительной степени сказывается на их подвижности и концентрации, приводя к различным значениям проводимости в разных атмосферных слоях и над разными точками Земного шара.

При всём этом необходимо ещё и понять, почему с одними облаками молнии связаны, а с другими – нет, т.е. следует знать электрическое строение облаков.

Иными словами, в огромной и разнородной среде, совершающей разнохарактерные, разнонаправленные и разноскоростные движения, протекают интереснейшие и многообразные процессы, приводящие к соответствующим атмосферным условиям и атмосферным явлениям.

И всё-таки, несмотря на указанные сложности и лимит объёма данной работы, мы попытались преодолеть вышеуказанные трудности и рассмотреть в настоящем пособии намеченный круг вопросов.

1. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

Раздел учения об электричестве, в котором изучаются электризация тел, условия приведения тел в наэлектризованное состояние, силы взаимодействия между такими телами, получил название электростатики.

1.1. Электрические заряды

Уже в глубокой древности было известно, что янтарь, потёртый о шерсть или мех, приобретает способность притягивать мелкие предметы. Это явление впервые обнаружил греческий философ Фалес Милетский в VII веке до нашей эры. Интересно, что в течение очень продолжительного времени познание этого любопытного явления развития не получило. Только в 1600 г. английский физик и придворный врач королевы Елизаветы Уильям Гильберт (Уильям Джильберт, William Gilbert) на основе результатов своих многолетних наблюдений и опытов опубликовал труд о магнитных и электрических свойствах тел, где впервые вводит термин «электричество». Этот термин связан с открытием Фалеса Милетского, поскольку, греческое название янтаря – «электрон».

В 1733 г. француз Шарль Дюфе показал, что существует два типа электричества – «стеклянный» и «смоляной». Первый тип обнаружился при трении стекла о шёлк, второй – при трении смолы о шерсть.

В дальнейшем было показано, что все тела в природе способны электризоваться, т.е. приобретать электрический заряд. Наличие электрического заряда проявляется в том, что заряженные тела взаимодействуют с другими заряженными телами. Эти силы взаимодействия относятся к электромагнитным силам.

Совокупность многолетних опытных данных о зарядах сводится к следующим основным положениям:

1) существует два вида качественно различных электрических зарядов; один из них условились называть положительными (как, например, заряды на стекле, потёртом о шёлк), а другие – отрицательными (как, например, на эбоните, потёртом о мех);

2) одноимённые заряды отталкиваются, разноимённые – притягиваются;

3) существует наименьший возможный в природе заряд, который называется элементарным зарядом; обозначается он буквой e .

Носителями элементарных зарядов являются частицы, из которых состоят тела. Такие частицы называются элементарными частицами. К элементарным частицам относятся, прежде всего, электроны ($-e$) и протоны ($+e$). К числу элементарных частиц относятся и нейтрон, заряд которого равен нулю.

Из этих элементарных частиц построены атомы и молекулы любого вещества, поэтому элементарные заряды входят в состав всех тел. Обычно частицы, несущие заряды разных знаков, присутствуют в равных количествах и распределены в теле с одинаковой плотностью. В этом случае алгебраическая сумма зарядов в любом элементарном объёме тела равна нулю, и каждый такой объём, как и тело в целом, будет нейтральным. Если каким-то образом создать в теле избыток частиц одного знака и, следовательно, недостаток частиц другого знака, то тело окажется заряженным.

Если, не изменяя общего количества положительных и отрицательных частиц, вызвать их перераспределение в теле таким образом, что в одной части тела возникает избыток зарядов одного знака, а в другой – другого знака, то тело тоже окажется заряженным. Указанного состояния можно достигнуть, приближая к данному телу какое-то заряженное тело. В рассмотренном случае имеет место электризация посредством влияния или электрическая индукция.

Одним из фундаментальных законов физики является закон сохранения электрического заряда, установленный на основании ряда простых и сложных экспериментов. Этот закон звучит следующим образом: полный заряд электрически изолированной системы остаётся постоянным. Электрически изолированной является система, через поверхность которой не могут проникать заряженные частицы.

Под полным зарядом системы Q понимается алгебраическая сумма входящих в систему зарядов:

$$Q = \sum_{i=1}^n q_i - \sum_{j=1}^m q_j . \quad (1.1)$$

(1.1) справедливо в системе n положительно и m отрицательно заряженных частиц. Закон сохранения заряда выполняется в любых процессах при всех превращениях элементарных частиц.

Для описания заряженных частиц обычно используются две модели, представляющие собой некоторые абстракции:

- 1) модель точечного заряда;
- 2) модель с непрерывным распределением заряда по объёму, поверхности или линии.

Понятие точечного заряда аналогично понятию материальной точки в механике. Точечным зарядом называется заряженное тело, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстояниями от этого тела до других тел, несущих электрический заряд. Иными словами, размерами данного заряженного тела можно пренебречь в условиях данной задачи, в то время как фактически «точечный заряд» может представлять собой совокупность огромного числа элементарных зарядов.

Поскольку всякий заряд q образуется совокупностью элементарных зарядов e , он является целым числом, кратным e :

$$q = \pm Ne. \quad (1.2)$$

Вместе с тем, элементарный заряд настолько мал, что величину макроскопических зарядов можно считать изменяющейся непрерывно.

Очень часто для решения задач оказывается удобным отвлечься от дискретности заряда и представить его себе непрерывно распределённым по некоторому объёму, поверхности или линии. В этом случае распределение заряда характеризуется величиной его плотности.

Для характеристики распределения заряда в объёме (объёмного распределения) вводится понятие объёмной плотности заряда (ρ):

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}, \quad (1.3)$$

где Δq – заряд, заключённый в элементе объёма ΔV .

Для поверхностного распределения используется понятие поверхностной плотности:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS}, \quad (1.4)$$

где Δq – заряд элемента поверхности ΔS .

Для линейного распределения используется понятие линейной плотности:

$$\lambda = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl}, \quad (1.5)$$

где Δq – заряд отрезка линии Δl .

1.2. Закон Кулона

В 1785 г. французский физик и инженер Шарль Кулон на основе своих опытов установил закон взаимодействия электрических зарядов. В связи с тем, что сила взаимодействия протяжённых тел зависит от формы и взаимного расположения этих тел, закон, имеющий общее значение, можно установить только для точечных зарядов. В результате формулировка закона Кулона звучит следующим образом: сила взаимодействия двух неподвижных точечных зарядов пропорциональна величине каждого из них и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Направление указанной силы совпадает с направлением прямой, соединяющей данные заряды.

Итак, согласно закону Кулона:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (1.6)$$

где q_1 и q_2 – неподвижные точечные заряды, r – расстояние между зарядами, k – коэффициент, зависящий от выбора системы единиц.

Если приписать положительным зарядам знак плюс (+), а отрицательным зарядам – знак минус (–), то отрицательные значения силы (при разноимённых зарядах) соответствуют силам притяжения, а положительные значения силы (при одноимённых зарядах) – силам отталкивания.

В векторной форме закон Кулона выглядит следующим образом:

$$\mathbf{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \mathbf{r}, \quad (1.7)$$

где \mathbf{r} – вектор, проведённый от первого заряда ко второму, \mathbf{F} – сила, действующая на второй заряд со стороны первого (рис. 1.1).

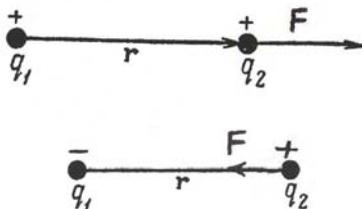


Рис 1.1. Сила взаимодействия между двумя точечными зарядами

Опыты показывают, что сила взаимодействия двух данных зарядов не изменяется, если вблизи них поместить ещё какие-нибудь заряды.

Рассмотрим случай, когда имеются заряд q_a и N зарядов q_i , т.е. q_1, q_2, \dots, q_N . В этом случае результирующая сила \mathbf{F} , с которой действуют на заряд q_a все N зарядов q_i , определяется формулой:

$$\mathbf{F} = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_{ai}, \quad (1.8)$$

где \mathbf{F}_{ai} – сила, с которой действует на заряд q_a заряд q_i в отсутствии остальных $(N - 1)$ зарядов.

Зная закон взаимодействия точечных зарядов (1.8), можно вычислить силу взаимодействия между зарядами, сосредоточенными на телах конечных размеров. Для решения этой задачи необходимо:

1) разбить каждый из зарядов на столь малые заряды dq , что их можно считать точечными;

2) вычислить, используя (1.6), силу взаимодействия между зарядами dq , взятыми попарно;

3) произвести векторное сложение этих сил.

Рассмотрим единицы заряда в системах СГСЭ и СИ.

В основе системы СГСЭ, абсолютной электростатической системы единиц, лежит закон Кулона.

В (1.6) коэффициент выбирается равным единице ($k = 1$). Предполагается, что F и r измерены в системе СГС. Тогда из (1.6) можно найти единицу заряда:

$$[q] = [\sqrt{F}][r] = \text{дин}^{\frac{1}{2}} \text{см} = \frac{\text{г}^{\frac{1}{2}} \text{см}^{\frac{1}{2}} \text{с}^{\frac{1}{2}}}{c} = \text{г}^{\frac{1}{2}} \text{см}^{\frac{3}{2}} \text{с}^{-1},$$

где $[q]$ – абсолютная электростатическая единица заряда.

Итак, в системе СГСЭ за основные единицы приняты: грамм (г), сантиметр (см), секунда (с), абсолютная электростатическая единица заряда. Абсолютная электростатическая единица заряда – это такой заряд, который действует в вакууме на равный ему заряд, удалённый на расстояние в 1 сантиметр с силой в 1 дину.

В системе СИ основной единицей заряда является единица электрического тока – Ампер, поскольку при установлении единиц электрических и магнитных величин в системе СИ исходят из закона взаимодействия не зарядов, а проводников с током. В результате единица заряда в системе СИ оказывается производной – за эту единицу принят 1 Кулон (Кл).

Кулон определяется как заряд, проходящий за 1 секунду через сечение проводника, в котором имеется постоянный ток силой 1 Ампер.

$$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с}.$$

Из опытов установлено, что $1 \text{ Кл} = 2,998 \cdot 10^9$ СГСЭ ед. заряда.

Коэффициент пропорциональности в системе СИ в (1.6) единице не равен и является величиной размерной:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}. \quad (1.9)$$

4π выделяется для того, чтобы избавиться от него во многих формулах электродинамики, куда он входит как множитель.

Тогда закон Кулона (1.6) примет вид:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (1.10)$$

Понятно, что изменится вид и других формул. Заметим, что такая запись формул называется рационализованной. Величина ϵ_0 называется электрической постоянной.

Нетрудно вычислить силу, с которой взаимодействовали бы два точечных заряда в 1 Кулон каждый, находясь на расстоянии одного метра друг от друга:

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{100^2} \text{СГСЭ} = 9 \cdot 10^{14} \text{дин} = 9 \cdot 10^9 \text{Н},$$

поскольку $1 \text{Н} = 10^5 \text{дин}$.

Из расчётов понятно, что сила взаимодействия имеет очень большое значение, т.е. 1 Кл – очень большая единица заряда.

Если теперь в (1.10) подставить все известные величины, то получим значение величины ϵ_0 :

$$9 \cdot 10^9 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1 \cdot 1}{1^2};$$
$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{(\text{Кл})^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

В дальнейшем размерность ϵ_0 приводится к $\frac{\Phi}{\text{м}}$ (Фарад на метр).

1.3. Электростатическое поле. Напряжённость электростатического поля

Взаимодействие между покоящимися зарядами осуществляется через электрическое поле. Как только в каком-то месте появляется электрический заряд, вокруг него возникает электрическое поле.

Основное свойство электрического поля заключается в том, что на всякий другой заряд, помещённый в это поле, действует сила. Таким образом, для того, чтобы выяснить, имеется ли в данном месте электрическое поле, нужно поместить туда заряженное тело и установить, испытывает ли на себе данное тело действие электрической силы или не испытывает.

В дальнейшем, при рассмотрении движущихся зарядов, мы придём к понятию магнитного поля. Далее будет показано, что электрические и магнитные поля могут существовать и без зарядов, и без токов, их породивших; кроме того, будет показано, что именно в электромагнитном поле следует видеть основную причину электрических и магнитных явлений.

Электрическое поле включает в себе и переносит определённую энергию, обладает импульсом и массой, т.е. физическими свойствами, следовательно, абстракцией не является. Электрическое поле представляет собой определённую форму материи.

Будем предполагать сначала, что электрическое поле не изменяется во времени. Такое поле называется электростатическим. Строго говоря, электростатическое поле создаётся неподвижными в пространстве и неизменными во времени электрическими зарядами, т.е. при отсутствии электрических токов. Электростатическое поле – частный случай электрического поля.

Количественной характеристикой электрического поля является специальная физическая величина – напряжённость электрического поля.

Для обнаружения и исследования электрического поля нужно воспользоваться некоторым «пробным зарядом». Чтобы сила, действующая на пробный заряд, характеризовала поле «в данной точке», пробный заряд должен быть точечным.

Будем исследовать с помощью пробного точечного заряда q_{np} поле, создаваемое неподвижным точечным зарядом q . Для этого поместим положительный пробный точечный заряд q_{np} в какую-то точку, находящуюся на расстоянии r от q . Тогда по закону Кулона:

$$F = \left(k \frac{q}{r^2} \right) q_{np}. \quad (1.11)$$

Из (1.11) следует, что сила, действующая на пробный заряд, зависит не только от величин, определяющих электрическое поле (q и r), но и от значения пробного заряда q_{np} . Иными словами, для разных пробных зарядов в одной и той же точке будут действовать разные силы. Вместе с тем, отношение $\frac{F}{q_{np}}$ для всех пробных зарядов будет иметь в данной точке одно и то же значение, зависящее только от q и r , определяющих электрическое поле в данной точке. Естественно поэтому принять указанное отношение в качестве величины, характеризующей поле:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q_{np}}, \quad (1.12)$$

где \mathbf{E} – напряжённость электрического поля в данной точке. Итак, напряжённость электрического поля в данной точке численно равна силе, действующей на единичный положительный пробный заряд, находящийся в данной точке поля.

Ещё раз подчеркнём, что напряжённость электрического поля не зависит от величины пробного заряда. Это связано с тем, что в соответствии с законом Кулона увеличение заряда пропорционально увеличит и порождаемую силу. Иными словами, во сколько раз увеличится пробный заряд, во столько же раз увеличится и сила. В результате напряжённость электрического поля не зависит от величины пробного заряда.

Направление вектора \mathbf{E} совпадает с направлением силы \mathbf{F} , действующей на положительный заряд. Если же пробный заряд отрицателен ($q_{np} < 0$), то \mathbf{E} и \mathbf{F} имеют противоположные направления.

Из сопоставления (1.11) и (1.12) следует, что напряжённость поля точечного заряда составляет:

$$E = k \frac{q}{r^2}, \quad (1.13)$$

т.е. в системе СГСЭ: $E = \frac{q}{r^2}$,

в системе СИ: $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$,

а в векторной форме:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^3} \mathbf{r}. \quad (1.14)$$

Направлен вектор \mathbf{E} вдоль прямой, проходящей через заряд и данную точку поля:

- 1) от заряда, если он положителен;
- 2) к заряду, если он отрицателен.

За единицу напряжённости электрического поля принимается напряжённость в такой точке, где на заряд, равный единице (1 Кл в системе СИ, 1 СГСЭ единица заряда в системе СГСЭ), действует сила, значение которой равно единице (1 Н в системе СИ, 1 дина в системе СГСЭ).

Вычислим напряжённость электрического поля, создаваемую в вакууме зарядом 1 Кл на расстоянии 1 метр, т.е. в системе СИ:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{1^2} = \frac{1}{4\pi \left(\frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \right)} \cdot \frac{1}{1^2} = 9 \cdot 10^9 \frac{В}{м},$$

размерность $В/м$ будет выведена из формулы $E = \frac{\Delta V}{\Delta x}$; в системе СГСЭ при тех же условиях:

$$E = \frac{q}{r^2} \cdot \frac{3 \cdot 10^9}{100^2} = 3 \cdot 10^5 \text{ единиц СГСЭ.}$$

Сопоставляя полученные значения, получим:

$$1 \text{ СГСЭ ед. напряжённости} = 3 \cdot 10^4 \text{ В/м.}$$

Из (1.12) ясно, что на всякий точечный заряд в точке поля с напряжённостью E будет действовать сила F

$$F = qE, \quad (1.15)$$

при этом направления F и E совпадают, если заряд положителен, но противоположен, если заряд отрицателен.

Из (1.8) следует, что напряжённость электрического поля системы зарядов равна векторной сумме напряжённостей полей, которые создавал бы каждый из зарядов системы в отдельности:

$$E = \sum E_i. \quad (1.16)$$

Указанное положение является принципом суперпозиции электрических полей. Принцип суперпозиции позволяет вычислить напряжённость электрического поля любой системы зарядов. Разбив протяжённые заряда на достаточно малые доли dq , любую систему зарядов можно свести к совокупности точечных зарядов. Тогда напряжённость электрического поля данной системы можно вычислить, используя (1.16).

Электрическое поле можно описать, указав для каждой точки значение и направление вектора E . Совокупность этих векторов образует поле вектора напряжённости электрического поля.

Аналогично линиям тока в жидкости введём линии напряжённости, называемые силовыми линиями. Силовые линии проводят так, чтобы касательная к ним в каждой точке совпадала с направлением вектора E .

Густота этих линий выбирается так, чтобы количество линий, пронизывающих единицу поверхности, перпендикулярной к линиям площадки, было равно численному значению вектора E .

На рис. 1.2 представлены варианты расположения силовых линий в некоторых полях. Данный рисунок позволяет судить о направлении и величине вектора E в разных точках пространства.

Условно принято считать, что силовые линии «выходят» из положительных зарядов и «входят» в отрицательные заряды. В однородном поле плоского конденсатора силовые линии – параллельные линии, расположенные с одинаковой густотой.

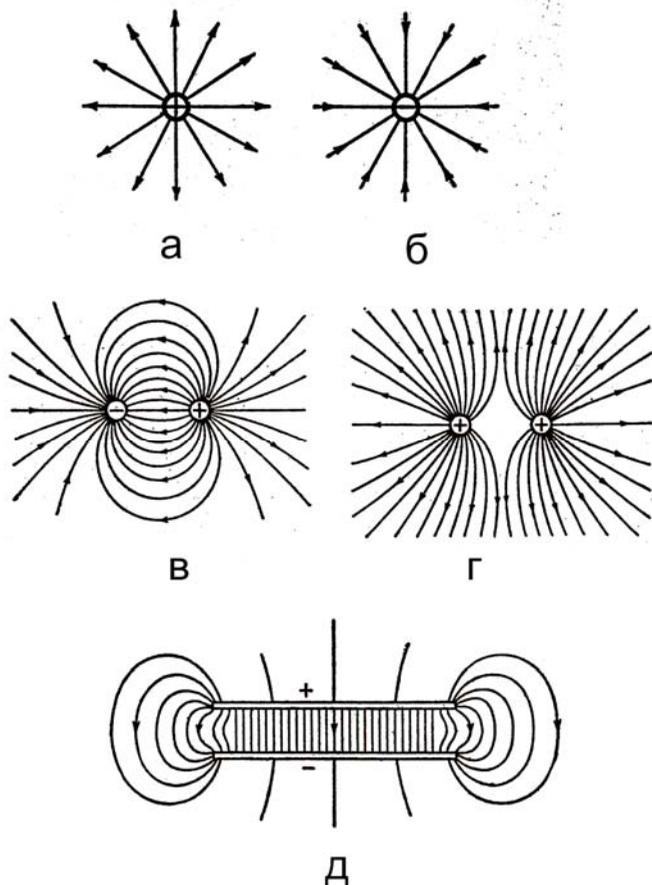


Рис. 1.2. Картина расположения силовых линий в некоторых полях: силовые линии равномерно заряженных шариков: положительным (а) и отрицательным (б) зарядом, двух разноимённо (в) и одноимённо (г) заряженных шариков, в поле плоского конденсатора (д)

Важно заметить, что силовые линии электростатического поля разомкнуты. Они нигде не пересекаются, начинаются или заканчиваются лишь на зарядах или уходят в бесконечность.

1.4. Поток вектора напряжённости электростатического поля. Теорема Остроградского – Гаусса. Уравнение Пуассона

При решении многих задач используется теорема Остроградского – Гаусса, связанная с именами русского математика и механика Михаила Васильевича Остроградского и немецкого математика Карла Фридриха Гаусса.

Для понимания смысла этой теоремы введём понятие потока напряжённости через поверхность. Сначала рассмотрим однородное поле.

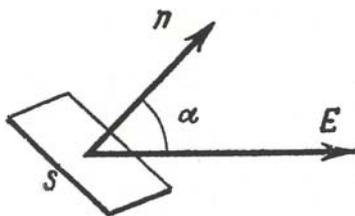


Рис. 1.3. Поток вектора напряжённости E через площадку S

Выделим прямоугольную плоскую площадку, нормаль (перпендикуляр) к которой (n) расположена под углом α к направлению силовых линий (рис. 1.3). Потокom напряжённости через эту площадку называется величина N , равная скалярному произведению вектора E на вектор S :

$$N = E \cdot S = E \cdot n \cdot S, \quad (1.17)$$

$$N = ES \cos\alpha = E_n \cdot S, \quad (1.18)$$

где $S = S \cdot n$, E_n – проекция вектора E на нормаль.

Если поле неоднородно и поверхность произвольная, то следует разбить эту поверхность на столь малые участки, на протяжении которых поле можно считать однородными, а сами участки – плоскими. Тогда полный поток через всю поверхность составит:

$$N = \int dN = \int E dS, \quad (1.19)$$

где $dS = dS \cdot n$. В (1.9) поток напряжённости – это поток силовых линий через поверхность.

Пусть точечный заряд q создаёт поток напряжённости через некоторую замкнутую поверхность S . Разобьём поверхность S на бесконечно малые участки dS . Определим элементарный поток, создаваемый через площадку dS точечным зарядом q , находящимся в такой точке, из которой элемент dS виден под телесным углом $d\omega$.

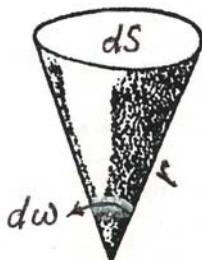


Рис. 1.4. Телесный угол

Телесный угол – это часть пространства, ограниченная прямыми, проведёнными из одной точки, называемой вершиной, ко всем точкам какой-либо замкнутой кривой. Он характеризует угол зрения, под которым из вершины видна данная кривая (рис. 1.4).

Мерой телесного угла является отношение площади, вырезанной телесным углом на сфере (с центром в вершине телесного угла), к квадрату радиуса сферы:

$$d\omega = \frac{dS}{r^2} \quad (1.20)$$

По закону Кулона напряжённость E направлена по радиус-вектору r , проведённому из точки, где расположен заряд, в данную точку поля (рис. 1.5).

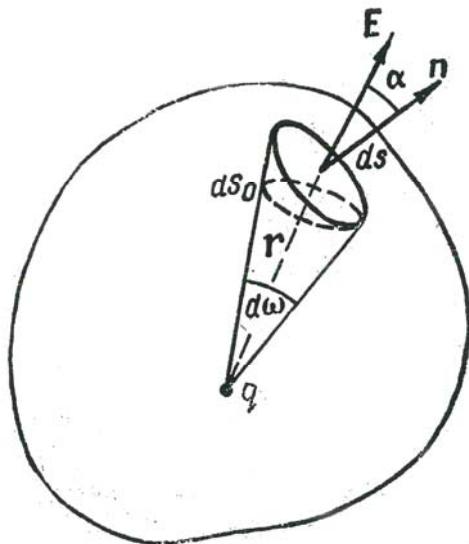


Рис. 1.5. К выводу теоремы Остроградского – Гаусса

В результате угол α между нормалью n и напряжённостью E равен углу между элементами поверхности dS и dS_0 , где dS_0 – проекция dS на направление, перпендикулярное к радиус-вектору r , т.е. на поверхность сферы радиуса r . Отсюда следует:

$$N = EdS = E \cos \alpha \cdot dS = EdS_0 \quad (1.21)$$

или

$$dN = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} dS_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot q \frac{dS_0}{r^2} \quad (1.22)$$

или

$$dN = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot q d\omega, \quad (1.23)$$

где dS_0 – площадь, вырезаемая телесным углом на сфере, так как dS_0 перпендикулярна r , а $\frac{dS_0}{r^2} = d\omega$ – это определённый телесный угол, под которым dS виден из места заряда q .

$$N = \int dN = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \int d\omega. \quad (1.24)$$

Если заряд расположен внутри поверхности, то интеграл должен быть распространён на весь телесный угол, под которым видна замкнутая поверхность из точки, расположенной внутри этой поверхности. Данный телесный угол составляет 4π :

$$\int d\omega = \frac{S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi, \quad (1.25)$$

поэтому

$$N = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \int d\omega = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \cdot 4\pi = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.26)$$

Итак, поток вектора напряжённости электрического поля через замкнутую поверхность пропорционален алгебраической сумме зарядов, охватываемых этой поверхностью (теорема Остроградского – Гаусса):

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{S} = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (1.27)$$

Если внутри поверхности заряда нет, то, согласно теореме Остроградского – Гаусса, поток силовых линий через неё равен нулю.

Теорема Остроградского – Гаусса справедлива при любой конфигурации зарядов, но только симметричное распределение зарядов позволяет применить эту теорему для нахождения вектора \mathbf{E} электрического поля.

Вычислим напряжённость электрического поля с помощью теоремы Остроградского – Гаусса для некоторых случаев.

1) Поле бесконечной равномерно заряженной плоскости.

Пусть плоскость равномерно заряжена положительным зарядом с поверхностной плотностью σ (рис. 1.6).

Из соображений симметрии вытекает, что напряжённость электрического поля в любой точке имеет направление, перпендикулярное к плоскости. В этом случае в качестве замкнутой поверхности для применения теоремы Остроградского – Гаусса удобно выбрать прямой цилиндр, перпендикулярный заряженной плоскости, ограниченный двумя плоскими основаниями, перпендикулярными к силовым линиям и расположенными по обеим сторонам заряженной плоскости.

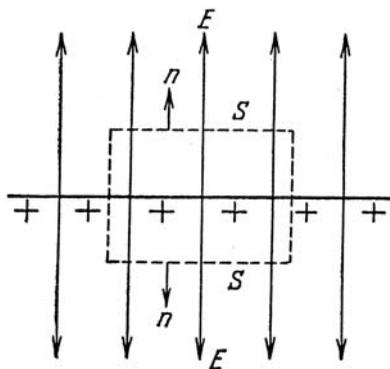


Рис. 1.6. Электрическое поле равномерно заряженной плоскости

В данной ситуации $\alpha = 0$, $\cos \alpha = 1$, $E_n = E$; $q = \sigma \cdot S$, следовательно:

$$N = E \cdot 2S = \frac{\sigma \cdot S}{\epsilon_0}, \quad (1.28)$$

поскольку с обеих сторон имеются два основания цилиндра.

В результате напряжённость E составляет:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}. \quad (1.29)$$

2) Поверхность заряженного проводника.

Пусть имеется поверхность заряженного проводника, когда заряды на нём находятся в равновесии (рис. 1.7).

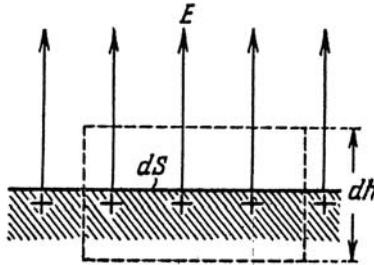


Рис. 1.7. Электрическое поле у поверхности заряженного проводника

В отсутствии электрического тока силовые линии всегда перпендикулярны поверхности проводника, ведь, если бы была тангенциальная составляющая напряжённости электрического поля ($E = E_n$), то в проводнике пошёл бы электрический ток.

Поскольку в данном примере в проводнике тока нет, то поле внутри проводника всегда равно нулю. Если бы это было не так, т.е. электрическое поле внутри проводника не равно нулю, то под действием этого поля свободные заряды проводника начнут направленное движение, следовательно, возник бы электрический ток. Однако, это противоречит условиям электростатики. Действительно, в металлах свободными зарядами являются свободные электроны. В этом проявляется особенность металлической связи. Дело в том, что валентный электрон, находящийся на внешней электронной оболочке атома металла, слабо связан с этим атомом. При взаимодействии атомов металла их валентные электроны покидают свою оболочку, перемещаясь по всему пространству металла.

Для поверхности проводника следует рассмотреть бесконечно малый элемент этой поверхности, поскольку в общем случае поверхностная плотность σ меняется от точки к точке.

Итак, выделим на поверхности проводника бесконечно малый элемент dS с поверхностной плотностью σ .

В качестве замкнутой поверхности выберем цилиндр с основанием dS и высотой dh . Высота должна быть бесконечно малой, так как в случае проводника произвольной формы силовые линии будут перпендикулярны к поверхности проводника только в непосредственной близости от неё.

$$EdS = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \cdot dS \quad (1.30)$$

или

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (1.31)$$

3) Поле двух равномерно заряженных плоскостей (плоский конденсатор) (рис. 1.8).

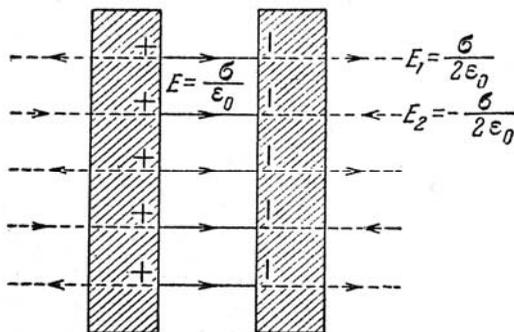


Рис. 1.8. Электрическое поле внутри плоского конденсатора

Найдём поле двух разноимённо заряженных плоскостей с поверхностной плотностью σ как суперпозицию полей, создаваемых каждой из плоскостей в отдельности.

Вне объёма, ограниченного плоскостями, складываемые поля имеют противоположные направления, так что результирующая напряжённость равна нулю.

В области же между плоскостями направления полей одинаковы, так что результирующая напряжённость составляет:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (1.32)$$

4) Равномерно заряженная сферическая поверхность, выполненная из проводящего материала (рис. 1.9).

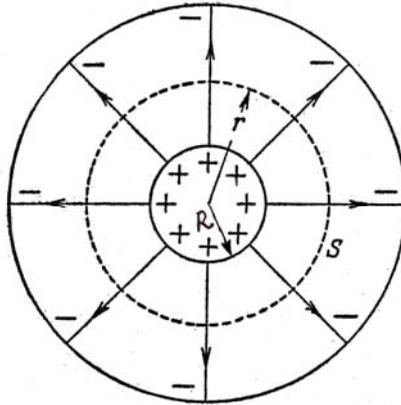


Рис. 1.9. Электрическое поле шарового конденсатора

Рассмотрим шаровой конденсатор. Поле, создаваемое сферической поверхностью с поверхностной плотностью σ , является центрально симметричным, поэтому в качестве замкнутой поверхности выберем сферу радиусом r . По теореме Остроградского – Гаусса:

$$N = E \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}, \quad (1.33)$$

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (1.34)$$

Внутри сферической поверхности радиусом R , заряженной с поверхностной плотностью σ , электрическое поле равно нулю ($E = 0$).

Вне этой поверхности электрическое поле совпадает с полем точечного заряда.

5) Поле объёмно заряженного шара.

Предположим, что шар с радиусом R заряжен с постоянной объёмной плотностью ρ . Поле обладает центральной симметрией. Тогда вне шара мы имеем результат, аналогичный предыдущему случаю.

Внутри шара сферическая поверхность радиуса $r < R$ заключает в себе заряд, равный

$$q = \rho \cdot V = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r^3. \quad (1.35)$$

Тогда по теореме Остроградского – Гаусса:

$$E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r^3. \quad (1.36)$$

$$E(r) = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{\rho}{3} \cdot r = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{r}{3} \cdot \left(\frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3} \right) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{q}{R^3} r. \quad (1.37)$$

В (1.37) представлена напряжённость внутри шара.

Рис. 1.10, *a* и *б* демонстрируют зависимость напряжённости электрического поля от радиуса для поверхностно заряженной сферы и для объёмно-заряженного шара.

6) Поле бесконечно заряженного цилиндра.

Рассмотрим цилиндрический конденсатор (рис. 1.11).

Внутри данного цилиндра находится цилиндр с малым радиусом r . В этом случае:

$$E \cdot 2\pi r l = \frac{\lambda}{\epsilon_0}, \quad (1.38)$$

где λ – заряд, приходящийся на единицу длины цилиндра, т.е. линейная плотность.

$$E = \frac{1}{2\pi \epsilon_0} \cdot \frac{\lambda}{r}. \quad (1.39)$$

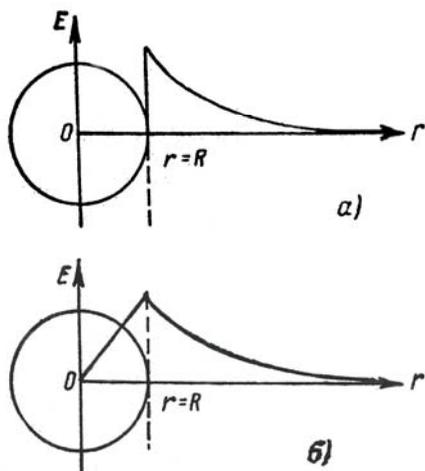


Рис. 1.10. Напряжённость поля поверхностно заряженной сферы (а) и объёмно заряженного шара (б)

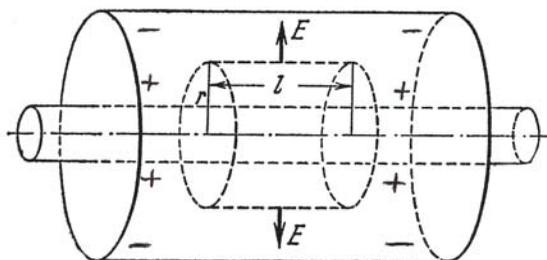


Рис. 1.11. Электрическое поле цилиндрического конденсатора

Уравнение Пуассона

Теорема Остроградского – Гаусса в виде (1.26) связывает значения напряжённости электрического поля в точках некоторой замкнутой поверхности с величиной заряда, находящегося внутри объёма, ограниченного этой поверхностью, т.е. связывает величины, относящиеся к разным точкам поля.

Можно, однако, придать этой теореме такую форму, чтобы в неё входили величины, относящиеся к одной и той же точке поля. С этой целью следует применить теорему к бесконечно малому объёму.

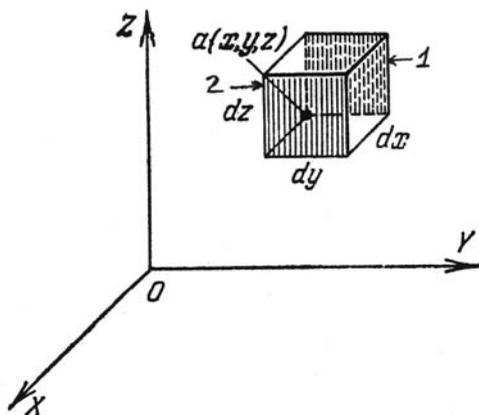


Рис. 1.12. К выводу уравнения Пуассона

Введём прямоугольную систему координат x , y , z и обозначим напряжённость электрического поля в некоторой точке a через E (E_x , E_y , E_z). Рассмотрим далее бесконечно малый прямоугольный параллелепипед с вершиной в точке a и рёбрами, dx , dy , dz , параллельными координатным осям (рис. 1.12). Вычислим поток напряжённости через поверхность данного параллелепипеда.

Поток через грань, проходящую через точку a (т.е. заднюю грань), составит $-E_x dydz$, где знак минус входит в данное выражение потому, что внешняя нормаль к $dydz$ и положительное направление E_x составляет угол $\alpha = \pi$, а $\cos \alpha = -1$. Тогда поток через параллельную ей грань, смещённую вдоль оси x на dx , составляет:

$$\left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} dx \right) dydz,$$

где выражение $\frac{\partial E_x}{\partial x}$ представляет собой изменение напряжённости на единицу длины.

В результате поток через переднюю и заднюю грани рассматриваемого параллелепипеда может быть представлен следующей суммой:

$$\left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} dx \right) dydz - E_x dydz = \frac{\partial E_x}{\partial x} d\tau, \quad (1.40)$$

где $d\tau = dx dy dz$ – объём параллелепипеда (рис. 1.12).

Вычисляя аналогичным образом поток через две другие пары граней и складывая их, получим полный поток через всю поверхность параллелепипеда:

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) d\tau. \quad (1.41)$$

Если в рассматриваемом пространстве имеется распределённый в объёме заряд с объёмной плотностью $\rho = \rho(x, y, z)$, то величина заряда, содержащегося в объёме параллелепипеда, равна $\rho d\tau$. Тогда по теореме Остроградского – Гаусса:

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) = \frac{1}{\epsilon_0} \rho. \quad (1.42)$$

(1.42) представляет собой теорему Остроградского – Гаусса в дифференциальной форме и называется уравнением Пуассона.

По определению векторного анализа: предел потока какого-либо вектора A через замкнутую поверхность S при τ , стремящимся к нулю, не зависит от формы поверхности S и называется дивергенцией (или «расхождением») вектора A :

$$\text{div} A = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\oint_S A dS}{\tau}. \quad (1.43)$$

Тогда (1.42) может быть представлена в более лаконичном виде:

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho, \quad (1.44)$$

поскольку

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}. \quad (1.45)$$

В (1.43), (1.44) и (1.45) дивергенция вектора – скаляр.

Запишем теперь (1.43) для вектора \mathbf{E} , произведя некоторые преобразования:

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S}}{\tau} = \frac{d\left(\oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S}\right)}{d\tau} \quad (1.46)$$

$$(\operatorname{div}\mathbf{E})d\tau = d\left(\oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S}\right). \quad (1.47)$$

Далее проинтегрируем полученное выражение по τ :

$$\int_{\tau} \operatorname{div}\mathbf{E} d\tau = \oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S} \quad (1.48)$$

или

$$\oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S} = \int_{\tau} \operatorname{div}\mathbf{E} d\tau = \frac{q}{\varepsilon_0}. \quad (1.49)$$

(это теорема Остроградского – Гаусса в общем виде).

Интеграл в левой части (1.49) вычисляется по произвольной замкнутой поверхности S , интеграл в правой части – по объёму τ , ограниченному этой поверхностью.

Написание формул векторного анализа значительно упрощается и облегчается при введении векторного дифференциального оператора, обозначаемого символом ∇ (набла) или оператора Гамильтона.

Под этим оператором подразумевается вектор с компонентами $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}$.

Сам по себе этот вектор смысла не имеет, он является лишь символом. Он приобретает смысл в сочетании со скалярной или векторной функцией, на которую он символически умножается. Иными словами, данный оператор действует лишь на величины, которые стоят справа от него. Так, если умножить вектор ∇ скалярно на вектор \mathbf{a} , то получится скаляр, т.е. скалярное произведение:

$$\nabla \mathbf{a} = \nabla_x a_x + \nabla_y a_y + \nabla_z a_z = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z} = \text{div} \mathbf{a}. \quad (1.50)$$

Учитывая выше сказанное, уравнение Пуассона можно записать в виде:

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (1.51)$$

1.5. Потенциал. Разность потенциалов. Работа в электростатическом поле

Частным случаем электрического поля является электростатическое поле. Электростатическое поле возникает в случае покоящихся зарядов в окружающем их пространстве. Электростатическое поле представляет собой особый вид материи.

Покажем, что электростатическое поле консервативно (или потенциально), т.е. что работа при перемещении в нём заряда не зависит от формы пути, по которому движется заряд, а определяется только начальным (1) и конечным (2) положениями точек этого пути (рис. 1.13).

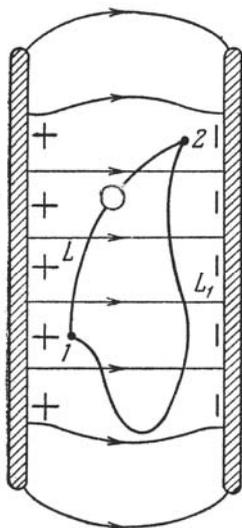


Рис. 1.13. Работа при перемещении заряда в электростатическом поле не зависит от формы пути

Допустим, что это не так и что работа $A_{1,2}^L$ при перемещении заряда не равна работе $A_{1,2}^{L_1}$. Тогда, перемещая заряд по замкнутому контуру, составленному из контуров L и L_1 , мы найдём, что электрические силы совершили работу

$$A_{1,2}^L + A_{2,1}^{L_1} = A_{1,2}^L - A_{1,2}^{L_1}, \quad (1.52)$$

которая не равна нулю. Этот вывод, однако, противоречит общему закону сохранения энергии. Если заряды, создающие поле, неподвижны, что и имеет место в электростатическом поле, то при перемещении подвижного заряда в окружающих телах не происходит никаких процессов.

После возвращения заряда в исходную точку 1 мы не имеем никаких изменений в рассматриваемой системе тел, поэтому не можем получить ни выигрыша в работе, ни её потери.

Это означает, что наше предположение неверно и что

$$A_{1,2}^L = A_{1,2}^{L_1} \quad (1.53)$$

Можно показать, что в электростатическом поле справедливы следующие положения:

1) работа по перемещению заряда между двумя точками не зависит от формы пути, соединяющего эти точки;

2) при перемещении заряда по замкнутому контуру работа электрических сил равна нулю.

Сказанное выше свидетельствует о том, что центральное, электростатическое поле сил консервативно. Следовательно, силами электростатического поля нельзя создать ток в замкнутой цепи.

В указанном выше утверждении мы употребили термины «центральное поле» и «поле сил консервативно». Уточним эти понятия.

Силовое поле называется центральным, если направление силы в любой его точке проходит через некоторый неподвижный центр, а величина силы зависит только от расстояния до этого центра. Данный центр называется центром силы, а сама сила, линия действия которой постоянно проходит через указанный центр, называется центральной силой.

Центральными силами являются силы тяготения между материальными точками и силы электростатического взаимодействия между точечными электрическими зарядами, для которых выполняется закон Кулона, т.е. сила F пропорциональна произведению зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними.

Важнейшее свойство консервативных сил заключается именно в том, что их работа на произвольном замкнутом пути равна нулю.

Итак, рассмотрим поле, создаваемое неподвижным точечным зарядом q' (рис. 1.14).

В любой точке этого поля на точечный заряд q действует сила F :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^3} \mathbf{r} \quad (1.54)$$

или

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2}. \quad (1.55)$$

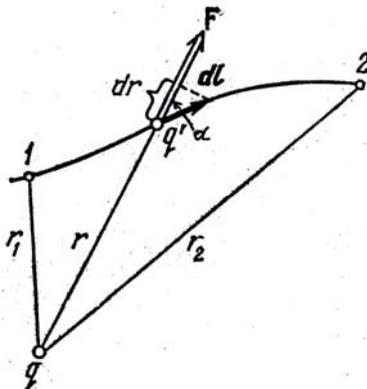


Рис. 1.14. К определению работы перемещения заряда q на пути 1 – 2

Работа при перемещении заряда q' из точки 1 в точку 2 составляет:

$$A_{1,2} = \int_1^2 \mathbf{F} d\mathbf{l} = \int_1^2 F dl \cos \alpha = \int_1^2 F dr, \quad (1.56)$$

где $d\mathbf{l}$ – элементарное перемещение заряда q' , dr – приращение радиус-вектора.

Подставив в (1.56) выражение для силы (1.55), получим:

$$A_{1,2} = \frac{qq'}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{qq'}{r_1} - \frac{qq'}{r_2} \right). \quad (1.57)$$

Работа сил консервативного поля может быть представлена как убыль потенциальной энергии:

$$A_{1,2} = W_{p_1} - W_{p_2}. \quad (1.58)$$

Сопоставляя (1.57) и (1.58), получим выражение для потенциальной энергии заряда q' в поле заряда q :

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r} + const. \quad (1.59)$$

Значение постоянной ($const$) обычно выбирается так, чтобы при удалении заряда на бесконечно большое расстояние (при $r = \infty$), потенциальная энергия обращалась в нуль. В этом случае получится:

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r}, \quad (1.60)$$

где $q' = q_{np}$ является пробным зарядом.

Из (1.59) следует, что потенциальная энергия, которой обладает пробный заряд, зависит не только от его величины q' , но и от величин q и r , определяющих поле.

Таким образом, потенциальная энергия может быть использована для описания поля, подобно тому, как была использована для этой цели сила, действующая на пробный заряд.

Разные пробные заряды (q'_{np} , q''_{np} и т.д.) будут обладать в одной и той же точке поля различными потенциальными энергиями (W'_p , W''_p и т.д.), но отношение W_p/q_{np} для всех зарядов в одной и той же точке будет одним и тем же:

$$\varphi = \frac{W_p}{q_{np}}, \quad (1.61)$$

где φ называется потенциалом поля в данной точке и используется, наряду с напряжённостью поля E для описания электрических полей.

Из (1.61) следует, что потенциал численно равен потенциальной энергии, которой обладал бы в данной точке поля единичный положительный заряд.

Получим выражение потенциала точечного заряда, используя (1.60) и (1.61):

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (1.62)$$

или в единицах СГСЭ:

$$\varphi = \frac{q}{r}. \quad (1.63)$$

Рассмотрим поле, создаваемое системой N точечных зарядов q_1, q_2, \dots, q_N . Расстояние от каждого из зарядов до данной точки поля обозначим r_1, r_2, \dots, r_N .

Работа, совершаемая силами этого поля над зарядом q' , будет равна алгебраической сумме работ сил, обусловленных каждым из зарядов в отдельности:

$$A_{1,2} = \sum_{i=1}^N A_i. \quad (1.64)$$

Согласно (1.60), потенциальная энергия заряда q' в поле системы зарядов составляет:

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i q'}{r_i}. \quad (1.65)$$

Понятно поэтому, что в соответствии с (1.62):

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r_i}. \quad (1.66)$$

Из (1.66) следует, что потенциал поля, создаваемого системой зарядов, равен алгебраической сумме потенциалов, создаваемых каждым из зарядов в отдельности.

Таким образом:

1) напряжённости поля складываются при наложении полей векторно;

2) потенциалы складываются алгебраически.

По этой причине вычисление потенциалов произвести гораздо проще, чем вычисление напряжённостей электростатических полей.

Из (1.61) вытекает, что заряд q , находящийся в точке поля с потенциалом φ , обладает потенциальной энергией:

$$W_p = q\varphi, \quad (1.67)$$

следовательно, работа сил поля над зарядом q может быть выражена через разность потенциалов:

$$A_{1,2} = W_{p1} - W_{p2} = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.68)$$

Таким образом, работа, совершаемая над зарядом силами поля, равна произведению величины заряда на разность потенциалов в начальной и конечной точках поля.

Если заряд q из точки с потенциалом φ удаляется на бесконечное расстояние, где по условию потенциал равен нулю, работа сил поля составляет:

$$A_{\infty} = q\varphi, \quad (1.69)$$

$$\varphi = \frac{A_{\infty}}{q}. \quad (1.70)$$

Иными словами, потенциал численно равен работе, которую совершают силы поля над единичным положительным зарядом при удалении его из данной точки на бесконечно большое расстояние. Такую же по величине работу нужно совершить против сил электростатического поля для того, чтобы переместить единичный положительный заряд из бесконечности в данную точку поля.

За единицу потенциала принимают потенциал в такой точке поля, для перемещения в которую из бесконечности единичного положительного заряда необходимо совершить работу, равную единице.

В системе СИ такой единицей является Вольт (В). 1 В – потенциал в такой точке, для перемещения в которую из бесконечности заряда в 1 Кл, нужно совершить работу в 1 Дж.

$$1 \text{ Дж} = 1 \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В}$$

$$1 \text{ В} = 1 \text{ Дж}/1 \text{ Кл}$$

В системе СГСЭ за единицу потенциала принимается потенциал в такой точке, для перемещения в которую из бесконечности положительного заряда, равного единице заряда СГСЭ, нужно совершить работу в 1 эрг.

$$1 \text{ В} = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ Кл}} = \frac{10^7 \text{ эрг}}{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ ед.}} = \frac{1}{300} \text{ СГСЭ ед. потенциала.}$$

1 СГСЭ ед. пот. = 300 В.

Потенциал электростатического поля представляет собой функцию, изменяющуюся от точки к точке. Вместе с тем во всяком реальном случае можно выделить совокупность точек, потенциалы которых одинаковы.

Воображаемая поверхность, все точки которой имеют одинаковый потенциал, называется эквипотенциальной поверхностью (поверхностью равного потенциала). Её уравнение имеет вид:

$$\varphi(x, y, z) = \text{const.} \quad (1.71)$$

Поскольку при перемещении заряда по эквипотенциальной поверхности потенциал не изменяется, работа при этом равна нулю:

$$A_{1,2} = q(\varphi_1 - \varphi_2) = \int_1^2 qEdl \cos \alpha = 0. \quad (1.72)$$

В (1.72) $\varphi_1 = \varphi_2$, но $q \neq 0$, $E \neq 0$, следовательно, $\cos \alpha = 0$, $\alpha = \frac{\pi}{2}$,

т.е. направление вектора напряжённости перпендикулярно к эквипотенциальной поверхности (рис. 1.15). Отсюда следует, что силовые линии и эквипотенциальные поверхности взаимно перпендикулярны.

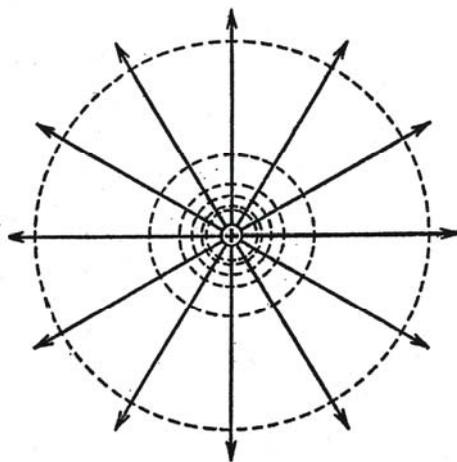


Рис. 1.15. Эквипотенциальные поверхности для поля точечного заряда

Эквипотенциальную поверхность можно провести через любую точку поля. Понятно, что таких поверхностей можно построить бесконечное множество. Для удобства восприятия условились проводить эквипотенциальные поверхности таким образом, чтобы разность потенциалов для двух соседних поверхностей была всюду одна и та же. Тогда по густоте эквипотенциальных поверхностей можно судить о значении напряжённости поля. Действительно, чем ближе (гуще) располагаются эквипотенциальные поверхности, тем быстрее изменяется потенциал при перемещении вдоль нормали к этим поверхностям. В таких случаях больше будут и значения напряжённости электростатического поля, как будет показано ниже.

На рис 1.15 изображены эквипотенциальные поверхности (их проекции) для поля точечного заряда. Для однородного поля эквипотенциальные поверхности представляют собой систему равноотстоящих друг от друга плоскостей, перпендикулярных к направлению поля.

Установим связь между напряжённостью электростатического поля и потенциалом. Определим соотношение между этими величинами.

Существование такой связи следует из того факта, что работа электрических сил выражается и через напряжённость, и через разность потенциалов точек данного поля.

С этой целью в произвольном электростатическом поле проведём две близко расположенные эквипотенциальные поверхности с потенциалами φ и $(\varphi + \Delta\varphi)$ (рис. 1.16). Пусть $\Delta\varphi > 0$. При этом $\Delta\varphi$ мало.

Напряжённость поля E направлена вдоль нормали. Из-за малости значения Δn можно считать, что $E_B \cong E_{B'}$. Тогда работа перемещения некоторого заряда из точки B в точку B' составит:

$$A = qE\Delta n = q [\varphi - (\varphi + \Delta\varphi)], \quad (1.73)$$

где $qE = F$

$$E\Delta n = -\Delta\varphi, \quad (1.74)$$

$$E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta n}. \quad (1.75)$$

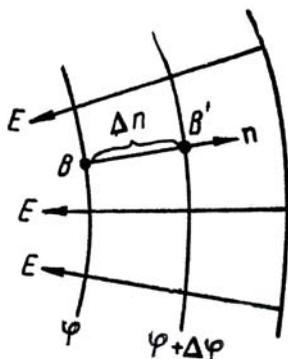


Рис. 1.16. Нормаль к двум близким эквипотенциальным поверхностям

Знак минус указывает, что напряжённость E направлена в сторону, противоположную направлению нормали.

Из (1.75) следует, что напряжённость поля численно равна изменению потенциала на единицу длины, отсчитанной в направлении, перпендикулярном к эквипотенциальной поверхности, и направлена в сторону убывания потенциала. Итак, мы получили связь между напряжённостью и потенциалом для однородного электростатического поля.

Если же поле неоднородно, т.е. эквипотенциальные поверхности не находятся на равных расстояниях друг от друга, то напряжённость поля записывается следующим образом:

$$E = - \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \varphi}{\Delta n} \right) = - \frac{d\varphi}{dn} \quad (1.76)$$

$$E = - \frac{d\varphi}{dn} \mathbf{n}. \quad (1.77)$$

Воспользуемся понятием о градиенте, введённым в векторном анализе. Пусть скаляр C задан как функция координат x, y, z . Под $grad C$ или ∇C (набла C) подразумевается такой вектор A , составляющие которого A_x, A_y, A_z вдоль осей прямоугольной координатной системы определяются соотношениями:

$$A_x = \frac{\partial C}{\partial x}; A_y = \frac{\partial C}{\partial y}; A_z = \frac{\partial C}{\partial z}. \quad (1.78)$$

Если умножить вектор ∇ на скаляр C , то получится вектор:

$$\nabla C = \mathbf{i} \frac{\partial C}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial C}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial C}{\partial z} = \text{grad} C = \frac{dC}{dn} \mathbf{n} \quad (1.79)$$

или

$$\text{grad} C = \nabla C = A. \quad (1.80)$$

Этот вектор направлен в каждой данной точке по нормали к поверхности равного скаляра C в сторону возрастания C . Его длина равна dC/dn .

С помощью понятия о градиенте для напряжённости поля, согласно (1.76), можно записать:

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}; E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}; E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (1.81)$$

или

$$\mathbf{E} = -\left(\mathbf{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \quad (1.82)$$

или

$$\mathbf{E} = -\text{grad} \varphi = -\nabla \varphi. \quad (1.83)$$

Таким образом, вектор \mathbf{E} равен градиенту потенциала φ , взятому с обратным знаком.

Часто встречаются случаи, когда распределение зарядов неизвестно, т.е. неизвестно значение \mathbf{E} , но заданы потенциалы проводников. В этих случаях можно воспользоваться связью \mathbf{E} с φ , согласно (1.81).

Продифференцировав эти выражения по координатам, получим:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}; \frac{\partial E_y}{\partial y} = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}; \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}, \quad (1.84)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = - \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right). \quad (1.85)$$

Согласно (1.44), $\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$, поэтому,

применив уравнение Пуассона, получим:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (1.86)$$

(1.86) – основное дифференциальное уравнение для электрического потенциала. Если $\rho = 0$, то (1.86) примет вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (1.87)$$

(1.87) – уравнение Лапласа.

Формула (1.83) позволяет по известным значениям φ найти напряжённость поля в каждой точке данного поля. При этом возможно решить и обратную задачу – по заданным значениям \mathbf{E} в каждой точке найти разность потенциалов между двумя произвольными точками поля.

Работа сил поля при перемещении заряда q из точки 1 в точку 2 составит:

$$A_{1,2} = \int_1^2 q \mathbf{E} d\mathbf{l} = q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (1.88)$$

или

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \mathbf{E} d\mathbf{l}, \quad (1.89)$$

где интеграл можно брать по любой линии, соединяющей точки 1 и 2, так как работа сил электростатического поля не зависит от формы пути.

Для обхода по замкнутому контуру в электростатическом поле (1.89) примет вид:

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0, \quad (1.90)$$

т.е. циркуляция вектора напряжённости электростатического поля равна нулю. Это следует из того, что работа электростатических сил по замкнутому контуру всегда равна нулю, следовательно, силами электростатического поля нельзя создать ток в замкнутой цепи.

1.6. Диэлектрики

1.6.1. Диполь в электрическом поле

Электрическим диполем называется система двух одинаковых по величине разноимённых точечных зарядов $+q$ и $-q$ (рис. 1.17), расстояние l между которыми значительно меньше расстояний до тех точек, в которых определяется поле системы.

Прямая линия, проходящая через оба заряда, называется осью диполя.

Вектор \mathbf{l} направлен от отрицательного заряда к положительному (рис. 1.17).

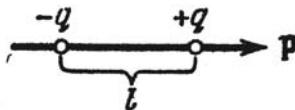


Рис. 1.17. Электрический диполь

Произведение заряда на вектор оси диполя называется моментом диполя:

$$\mathbf{p} = q\mathbf{l}. \quad (1.91)$$

Размерность момента диполя $[\mathbf{p}] = \text{Кл} \cdot \text{м}$.

С электрическими диполями нам приходится встречаться весьма часто:

1) небольшое проводящее тело в электрическом поле можно приближённо рассматривать как диполь, так как на его концах возникают индукционные заряды, равные по величине и противоположные по знаку;

2) подобные заряды возникают и на диэлектриках, поэтому небольшое диэлектрическое тело в электрическом поле можно рассматривать как диполь;

3) многие молекулы построены из положительных и отрицательных ионов, центры которых смещены относительно друг друга; такие молекулы также можно считать во многих случаях электрическими диполями.

Найдём силу, действующую на диполь в электрическом поле, которое может быть однородным и неоднородным.

1. Однородное поле.

На концы диполя действуют равные по величине силы $F = qE$ (т.е. пара сил), где E – напряжённость поля. Эти силы направлены в противоположные стороны (рис. 1.18) и образуют пару сил.

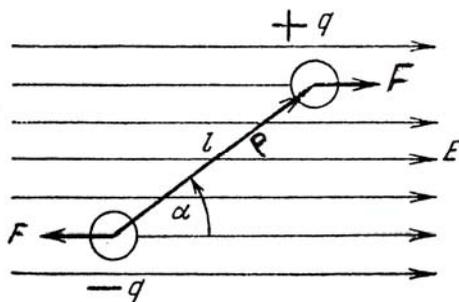


Рис. 1.18. Диполь в однородном поле

Момент M этой пары сил равен:

$$M = [pE], \quad (1.92)$$

модуль которого равен:

$$M = pE \sin(\mathbf{p}, \mathbf{E}) \quad (1.93)$$

или

$$M = qEl \sin \alpha, \quad (1.94)$$

так как $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$, согласно (1.91).

Направление момента указанной пары сил совпадает с направлением оси вращения диполя, т.е. перпендикулярно к \mathbf{p} и \mathbf{E} (по правилу векторного произведения), т.е. на рис. 1.18 – от нас, за рисунок.

Таким образом, в однородном поле на диполь действует только пара сил, которая стремится повернуть диполь таким образом, чтобы \mathbf{p} и \mathbf{E} были параллельными.

2. Неоднородное поле.

Пусть для простоты момент диполя \mathbf{p} параллелен направлению поля, т.е. $\alpha = 0$ (рис. 1.19). В этом случае силы, действующие на концы диполя, уже не одинаковы, поэтому их результирующая не равна нулю.

На диполь в неоднородном поле действует сила, стремящаяся передвинуть диполь в область поля с большей напряжённостью. Найдём значение этой силы.

Пусть ось x направлена вдоль момента диполя, причём длина диполя весьма мала (элементарный диполь).

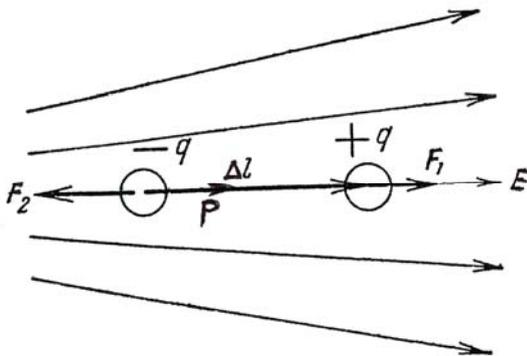


Рис. 1.19. Диполь в неоднородном поле

Сила, действующая на отрицательный конец диполя составляет qE , где E – напряжённость поля в точке нахождения заряда ($-q$). Сила, действующая на положительный конец диполя, равна $+q\left(E + \frac{dE}{dx}\Delta l\right)$, где Δl – длина диполя. Полная же сила, действующая на диполь, составляет:

$$F = q\left(E + \frac{dE}{dx}\Delta l - E\right) = q\Delta l \frac{dE}{dx} = p \frac{dE}{dx}. \quad (1.95)$$

В однородном поле $\frac{dE}{dx} = 0$, а результирующая сила равна нулю.

Если диполь находится в неоднородном поле и не параллелен полю, то на него действует и пара сил, стремящаяся повернуть диполь параллельно полю, и сила, втягивающая диполь в область более сильного поля.

1.6.2. Диэлектрики в электрическом поле

Диэлектриками (или изоляторами) называются вещества, неспособные проводить электрический ток. Такие диэлектрики постоянно используются в повседневной жизни как электроизоляционные материалы. Электроизоляционные материалы широко используются в промышленности, на подстанциях. Изоляцией покрыты шнуры питания всех электрических приборов. На человека даже незначительный электрический ток может оказать очень опасное воздействие при нарушении целостности изоляционного материала.

В природе идеальных изоляторов не существует. Все вещества в какой-то мере электрический ток проводят. Тем не менее, диэлектрики проводят электрический ток в 10^{15} – 10^{20} раз хуже, чем проводники.

Если диэлектрик внести в электрическое поле, то и это поле, и сам диэлектрик претерпевают существенные изменения. Чтобы

понять, почему это происходит, нужно учесть, что в составе атомов и молекул имеются и положительно заряженные ядра, и отрицательно заряженные электроны.

Молекула сама по себе эквивалентна диполю. Положительный заряд этого диполя равен суммарному заряду ядер и помещается как бы «в центре тяжести» положительных зарядов. Отрицательный заряд этого диполя равен суммарному заряду электронов и помещается в «центре тяжести» отрицательных зарядов.

У симметричных молекул, к каким относятся, например, H_2 , O_2 , N_2 , в отсутствие внешнего электрического поля центры тяжести положительных и отрицательных зарядов совпадают. Такие молекулы не обладают собственным дипольным моментом и называются неполярными.

У несимметричных молекул, например, у CO , NH , HCl , центры тяжести зарядов разных знаков сдвинуты относительно друг друга. В этом случае молекулы обладают собственным дипольным моментом и называются полярными.

Под действием внешнего электрического поля происходят следующие изменения в молекулах в зависимости от её типа:

1) заряды в неполярной молекуле (H_2 , O_2 , N_2) смещаются относительно друг друга: положительные – в направления поля, отрицательные – против поля; в результате молекула приобретает дипольный момент;

процесс поляризации неполярной молекулы протекает так, как если бы положительные и отрицательные заряды молекулы были связаны друг с другом упругими силами; неполярная молекула ведёт себя во внешнем поле как упругий диполь;

2) полярная молекула под действием внешнего поля стремится повернуться так, чтобы её дипольный момент установился по направлению поля, т.е. полярная молекула ведёт себя как жёсткий диполь.

Рассмотрим поляризацию диэлектрика. В отсутствие электрического поля дипольные моменты молекул диэлектрика либо равны нулю (неполярные молекулы), либо распространены хаотиче-

ски (полярные молекулы). В обоих случаях суммарный дипольный момент равен нулю.

Под действием электрического поля диэлектрик поляризуется, т.е. результирующий дипольный момент его становится неравным нулю. Строго говоря, поляризация среды – процесс, в результате которого физический объект (атом, молекула, твёрдое тело) приобретает дипольный момент, отличный от нуля.

На рис. 1.20 изображён диэлектрик с неполярными молекулами без поля (а) и в электрическом поле (б).

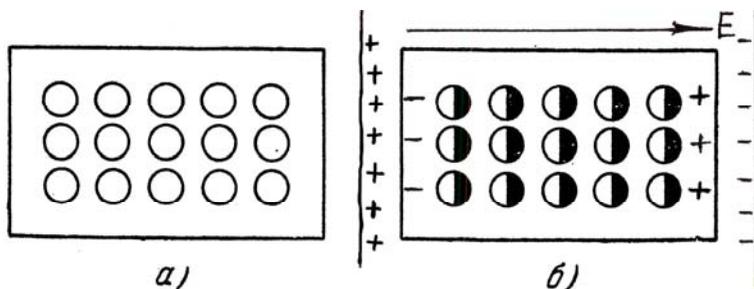


Рис. 1.20. Модель неполяризованного (а) и поляризованного (б)

В электрическом поле на первоначально незаряженном диэлектрике возникают заряды – поляризационные заряды. Внутри диэлектрика эти заряды компенсируют друг друга, поэтому в однородном диэлектрике объёмные заряды равны нулю.

На поверхностях диэлектриков компенсации зарядов не происходит: на поверхности диэлектрика, обращённой к отрицательной пластине, возникает положительный заряд, а на поверхности диэлектрика, обращённой к положительной пластине, – отрицательный заряд.

По существу, явление поляризации диэлектрика имеет сходство с явлением индукции проводника, но между этими явлениями имеется и важное различие:

1) разъединяя в электрическом поле проводник на части, можно отделить друг от друга индукционные заряды; после исчезновения поля разъединённые части проводника остаются заряженными;

2) если разъединить в электрическом поле диэлектрик, то после устранения поля каждая часть диэлектрика становится по-прежнему незаряженной, т.е. отделить друг от друга поляризационные заряды невозможно.

Указанные различия объясняются следующим образом:

а) в металлах отрицательный заряд существует в подвижном состоянии в виде электронов проводимости (свободные электроны), которые могут перемещаться на значительные расстояния; именно поэтому индукционные заряды в проводнике можно отделить друг от друга;

б) в диэлектрике заряды обоих знаков связаны друг с другом и могут смещаться только в пределах одной молекулы.

Именно потому заряды, входящие в состав молекул диэлектрика, называются связанными, что они могут лишь немного смещаться относительно своих положений равновесия. Покинуть пределы молекул, в состав которых они входят, связанные заряды не могут.

Заряды, которые хотя и находятся в пределах диэлектрика, но не входят в состав его молекул, а также заряды, расположенные за пределами диэлектрика, называются сторонними или свободными.

Поле в диэлектрике является суперпозицией (т.е. наложением) полей, создаваемых сторонними зарядами (E_0) и связанными зарядами (E'). Результирующее поле равно геометрической сумме этих полей:

$$E = E_0 + E'. \quad (1.96)$$

Поле внутри диэлектрика, создаваемое связанными зарядами, направлено против внешнего поля, создаваемого сторонними зарядами.

1.6.3. Вектор поляризации

При поляризации диэлектрика каждая его молекула превращается в электрический диполь и приобретает электрический момент:

$$p = ql. \quad (1.97)$$

Для количественной характеристики поляризации диэлектрика служит специальная физическая величина, называемая вектором поляризации. Вектор поляризации – это электрический момент единицы объёма диэлектрика, который составляет:

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{P}_i}{V}. \quad (1.98)$$

Для однородного диэлектрика, для которого вектор \mathbf{l} одинаков во всех точках, вектор \mathbf{P} одинаков по всему диэлектрику. Такую поляризацию называют однородной.

Зная вектор \mathbf{P} , можно определить поляризационные заряды и наоборот, зная поляризационные заряды, определяют вектор \mathbf{P} . Вектор \mathbf{P} является мерой поляризации диэлектрика и показывает степень ориентации молекул.

Действительно, при отсутствии внешнего поля из-за беспорядочного теплового движения моменты молекул ориентированы хаотично. В результате векторная сумма моментов всех молекул, находящихся в рассматриваемом объёме, окажется равной нулю. Если же имеется внешнее электрическое поле, диполи частично повернутся в его направлении. Тогда, чем сильнее поле, тем больше сумма моментов всех молекул будет отлична от нуля. Понятно, что степень ориентации молекул пропорциональна напряжённости поля \mathbf{E} в пределах диэлектрика, поэтому и вектор поляризации \mathbf{P} тоже пропорционален напряжённости поля:

$$\mathbf{P} = \kappa \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad (1.99)$$

где κ – диэлектрическая восприимчивость диэлектрика.

Заметим, что в системе СГСЭ

$$\mathbf{P} = \kappa \mathbf{E}. \quad (1.100)$$

Пусть поляризация однородна. Рассмотрим в электрическом поле кусок диэлектрика в виде наклонной призмы с основанием S и ребром L , параллельным вектору поляризации \mathbf{P} (рис 1.21).

На основаниях призмы появятся поляризационные заряды: $-\sigma'$ и $+\sigma'$, расстояние между которыми равно L . Призма приобретает электрический момент:

$$p = \sigma' SL = \frac{\sigma' SL \cos \alpha}{\cos \alpha} = \frac{\sigma' V}{\cos \alpha}, \quad (1.101)$$

где объём призмы $V = SL \cos \alpha$, $\sigma'S = q$, т.е. в (1.101) призма представлена как диполь.

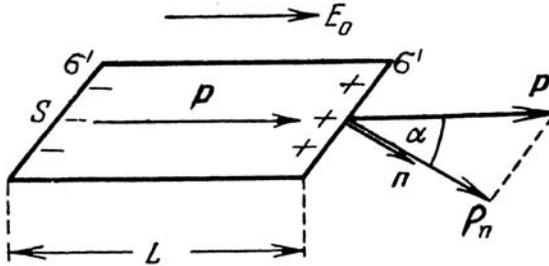


Рис. 1.21. К определению вектора поляризации P

С другой стороны:

$$p = PV. \quad (1.102)$$

Из сравнения (1.101) и (1.102) следует:

$$P = \frac{\sigma'}{\cos \alpha} \quad (1.103)$$

или

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n, \quad (1.104)$$

где P_n – проекция вектора P на направление внешней нормали (рис. 1.21).

Таким образом, поверхностная плотность поляризационных зарядов равна нормальной составляющей вектора поляризации в данной точке поверхности.

Если вектор P различен в разных точках (неоднородная поляризация), то в случае такого неоднородного диэлектрика могут возникнуть объёмные заряды внутри самого диэлектрика.

1.6.4. Вектор электростатической индукции

Имея дело с электростатическим полем в пустоте, мы вводили в рассмотрение линии напряжённости, которые обладают свойством непрерывно тянуться в пустоте от одних зарядов к другим или уходить в бесконечность.

Совсем иная картина наблюдается в диэлектриках в случае учёта только сторонних (свободных) зарядов. Действительно, на границах раздела диэлектриков возникнут связанные поверхностные заряды, следовательно, часть линий напряжённости будет на них начинаться или кончатся. Иными словами, на границах раздела диэлектрика линии напряжённости непрерывно не пройдут.

С целью получения непрерывных линий для характеристики поля внутри диэлектрика вводится вектор \mathbf{D} . Линии этого вектора идут непрерывно и в диэлектриках (как однородных, так и неоднородных), и при переходе через границы раздела диэлектриков.

Указанный новый вектор \mathbf{D} называется вектором электростатической индукции или вектором электрического смещения. Этот вектор определяется соотношением:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.105)$$

или для вакуума:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}. \quad (1.106)$$

В (1.105) подставим выражение для \mathbf{P} :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (1.107)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E}. \quad (1.108)$$

В (1.108) обозначим

$$\varepsilon = (1 + \chi), \quad (1.109)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость среды, величина безразмерная.

Тогда (1.108) примет вид:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad (1.110)$$

Выражение (1.110) справедливо только для изотропных диэлектриков.

Заметим, что большинство диэлектриков является изотропными, т.е. проявляющими одинаковые свойства в различных направ-

лениях. У таких диэлектриков поляризация всех молекул одинакова. У анизотропных диэлектриков, например, у слюды, поляризация и, следовательно, вектор поляризации в разных направлениях разные.

Поле вектора \mathbf{D} можно изобразить с помощью линий смещения, направление и густота которых определяется точно так же, как и для линий вектора \mathbf{E} . Линии вектора \mathbf{E} могут начинаться и заканчиваться как на сторонних, так и на связанных зарядах.

Источниками же поля вектора \mathbf{D} служат только сторонние заряды. По этой причине линии смещения могут начинаться или заканчиваться лишь на сторонних зарядах. Через точки, в которых помещены связанные заряды, линии смещения проходят, не прерываясь (рис. 1.22).

Для вектора \mathbf{D} можно ввести понятие потока (аналогично вектору \mathbf{E}):

$$N_D = \oint \mathbf{D} d\mathbf{S}, \quad (1.111)$$

где $d\mathbf{S} = dSn$, N_D – поток вектора электростатической индукции или вектора электрического смещения (\mathbf{D}).

Теорема Остроградского – Гаусса для вектора \mathbf{D}

Теорема Остроградского – Гаусса для вектора напряжённости электрического поля \mathbf{E} имеет вид:

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{S} = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (1.112)$$

Умножим обе части (1.112) на ϵ_0 :

$$\oint \mathbf{E} \epsilon_0 d\mathbf{S} = q \quad (1.113)$$

или, согласно (1.107), получим:

$$\oint \mathbf{D} d\mathbf{S} = q. \quad (1.114)$$

(1.114) представляет собой теорему Остроградского – Гаусса для вектора электростатической индукции или электрического смещения (\mathbf{D}).

Таким образом, поток вектора электрического смещения через замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключённых внутри этой поверхности сторонних зарядов.

Вычисление поля в диэлектриках

Рассмотрим сначала поле внутри плоской пластины. Пусть имеются две бесконечные параллельные разноимённо заряженные плоскости (рис. 1.22).

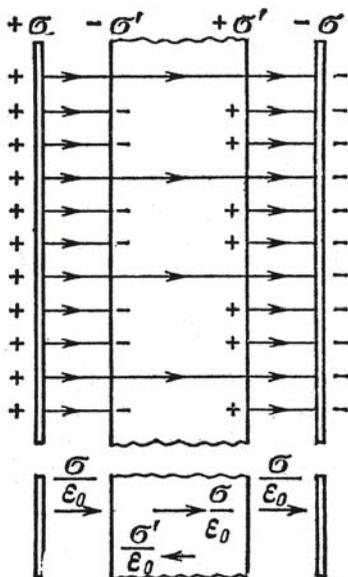


Рис. 1.22. Электрическое поле в диэлектрике

Пусть также создаваемое ими в вакууме поле характеризуется напряжённостью E_0 и смещением $D_0 = \epsilon_0 E_0$.

Внесём в это поле пластинку из однородного изотропного диэлектрика и расположим её так, как показано на рис. 1.22. Под действием поля диэлектрик поляризуется, следовательно, на его поверхностях появятся связанные заряды с плотностью σ' . Эти за-

ряды создадут внутри пластины однородное поле (поле плоского конденсатора) с напряжённостью, равной:

$$E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}. \quad (1.115)$$

Вне диэлектрика:

$$E' = 0. \quad (1.116)$$

Оба поля направлены навстречу друг другу, поэтому внутри диэлектрика:

$$E = E_0 - E' = E_0 - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}. \quad (1.117)$$

Вне диэлектрика:

$$E = E_0. \quad (1.118)$$

Поляризация диэлектрика обусловлена полем (1.117), которое перпендикулярно к поверхности диэлектрика, т.е.

$$E = E_n. \quad (1.119)$$

Поскольку

$$\sigma' = P_n, \quad (1.120)$$

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \kappa \mathbf{E}, \quad (1.121)$$

поэтому:

$$P_n = \varepsilon_0 \kappa E_n, \quad (1.122)$$

однако в нашем случае:

$$E_n = E, \quad (1.123)$$

следовательно:

$$\sigma' = \kappa \varepsilon_0 E. \quad (1.124)$$

Если подставить (1.124) в (1.117), то получим:

$$E = E_0 - E' = E_0 - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0} = E_0 - \frac{\kappa \varepsilon_0 E}{\varepsilon_0} = E_0 - \kappa E, \quad (1.125)$$

отсюда:

$$E_0 = E(1 + \kappa) \quad (1.126)$$

$$E = E_0 / (1 + \kappa) = \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (1.127)$$

$$E_0 = \varepsilon E. \quad (1.128)$$

Согласно (1.128), поле в диэлектрике ослабляется в ε раз.

Итак, диэлектрическая проницаемость ε показывает, во сколько раз ослабляется напряжённость поля в диэлектрике.

Получим электрическое смещение внутри пластины:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E}_0 = \mathbf{D}_0. \quad (1.129)$$

В (1.129) показано, что электрическое смещение внутри пластины совпадает с электрическим смещением внешнего поля D_0 .

Поскольку в поле плоского конденсатора (E_0):

$$E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \quad (1.130)$$

то

$$D = \sigma, \quad (1.131)$$

где σ – плотность сторонних зарядов.

Из (1.130) понятен способ измерения D : чтобы измерить электрическое смещение внутри диэлектрика, достаточно измерить величину заряда на обкладках конденсатора, ограничивающего диэлектрик.

Аналогичным образом можно рассчитать и поле, создаваемое в безграничном диэлектрике точечным зарядом:

$$E_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (1.132)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}_0 \quad (1.133)$$

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_0}{\varepsilon}. \quad (1.134)$$

Таким образом, если однородный и изотропный диэлектрик полностью заполняет данный объём, ограниченный эквипотенциальными поверхностями поля сторонних зарядов, то вектор электрического смещения равен вектору напряжённости поля сторонних зарядов, умноженному на ε_0 , и, следовательно, напряжённость поля внутри диэлектрика в ε раз меньше, чем напряжённость поля сторонних зарядов.

Физическая причина того, что напряжённость поля внутри диэлектрика уменьшается в ε раз, заключается в появлении поляри-

зационных зарядов в диэлектрике, уменьшающих электрическое поле.

1.7. Проводники в электрическом поле

1.7.1. Равновесие зарядов на проводнике

Проводники имеют в своей структуре большое количество свободных зарядов, которые способны перемещаться под действием сколь угодно малой силы, поэтому для равновесия зарядов на проводнике необходимо выполнение следующих условий:

1) напряжённость поля внутри проводника всюду должна быть равна нулю:

$$\mathbf{E} = 0, \quad (1.135)$$

но, поскольку $\mathbf{E} = -\nabla\varphi = -\frac{d\varphi}{dn}\mathbf{n} = 0$, откуда $\frac{d\varphi}{dn} = 0$, следовательно $\varphi = \text{const}$, т.е. потенциал внутри проводника должен быть постоянным;

2) напряжённость поля на поверхности проводника должна быть в каждой точке направлена по нормали к его поверхности, следовательно, тангенциальная составляющая вектора напряжённости равна нулю:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_n; \mathbf{E}_\tau = 0. \quad (1.136)$$

Таким образом, в случае равновесия зарядов поверхность проводника будет эквипотенциальной (и потенциал постоянен, и напряжённость перпендикулярна к поверхности проводника).

Пусть какому-то проводнику сообщён заряд q . Этот заряд распределится так, чтобы соблюдались условия равновесия (1.135) и (1.136).

Выберем внутри проводника какую-то замкнутую поверхность. Согласно (1.135), поле внутри проводника, а значит и внутри выбранной поверхности отсутствует. В этом случае поток вектора электрического смещения через любую замкнутую поверхность,

находящуюся внутри проводника, равен нулю, следовательно, по теореме Остроградского – Гаусса сумма зарядов внутри этой поверхности тоже равна нулю. Сказанное справедливо для любой поверхности внутри проводника.

Таким образом, при равновесии, т.е. в отсутствии электрического тока, заряды с некоторой плотностью σ распределяются только на поверхности проводника.

$$\oint \mathbf{D}d\mathbf{S} = \sum_i q_i = 0 \quad (1.137)$$

$$\oint \mathbf{E}d\mathbf{S} = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (1.138)$$

Если из проводника вырезать внутреннюю часть, то распределение зарядов на таком полом проводнике не изменится.

Если полый проводник внести в электрическое поле, то индуцируемые заряды возникнут только на его поверхности.

На этом положении основана электростатическая защита. Когда какой-либо прибор хотят защитить от воздействия внешних полей, его окружают проводящим экраном, выполненным чаще всего в виде густой сетки (цилиндр или сетка Фарадея). Такой замкнутый полый проводник экранирует только поле внешних зарядов. Если внутри полости поместить какие-нибудь заряды, то такие заряды при этом не экранируются.

Итак, электрические заряды всегда распределяются на поверхности проводника, но это распределение различно в зависимости от формы проводника.

Рассмотрим поле, создаваемое изображённым на рис. 1.23 проводником.

Данное поле имеет несколько особенностей:

- 1) на больших расстояниях от проводника эквипотенциальные поверхности имеют характерную для точечного заряда форму сферы;
- 2) по мере приближения к проводнику эквипотенциальные поверхности становятся всё более сходными с поверхностью проводника, которая является эквипотенциальной;

3) вблизи «выступов» эквипотенциальные поверхности располагаются гуще, т.е. ближе друг к другу, поэтому напряжённость поля здесь больше, чем на иных участках;

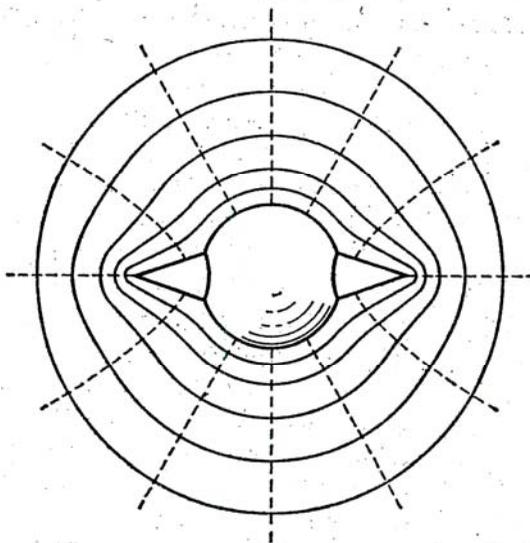


Рис. 1.23. Напряжённость электрического поля имеет наибольшие значения у заострений проводника

Итак, напряжённость поля, как и плотность зарядов на «выступах» особенно велика, а напряжённость поля, как и плотность зарядов вблизи углублений заметно меньше.

Иными словами, плотность зарядов при данном потенциале проводника определяется кривизной поверхности:

- а) она растёт с увеличением положительной кривизны, т.е. на участках выпуклостей;
- б) убывает с увеличением отрицательной кривизны, т.е. на участках вогнутостей.

Особенно велика плотность зарядов на остриях, поэтому и напряжённость поля вблизи заострений тоже велика. Это приводит к

известному своеобразному явлению «стекания» зарядов с металлических острий:

1) напряжённость поля вблизи заострений может быть настолько большой, что возникает ионизация молекул газа, окружающего данный проводник;

2) ионы того же знака заряда, что и у острия движутся от острия; ионы с противоположным знаком заряда движутся к острию, уменьшая его заряд;

3) ионы, движущиеся от острия (т.е. того же знака), увлекают в своём движении и нейтральные молекулы, отчего возникает направленное течение воздуха от острия или электрический ветер; его можно обнаружить, поднося к острию зажжённую свечу: пламя свечи сильно отклоняется от острия и может быть погашено струёй электрического ветра.

Заряд проводника уменьшается, он как бы стекает с острия и уносится ветром, поэтому такое явление называется «истечением заряда с острий».

1.7.2. Электроёмкость и конденсаторы

Электроёмкость

Если сообщить уединённому проводнику некоторый заряд q , то, как было указано выше, этот заряд распределится по его поверхности, причём единственным образом, так, чтобы напряжённость поля внутри проводника оказалась равной нулю.

Если проводнику, заряженному уже зарядом q , сообщить ещё такой же заряд, то второй заряд должен распределиться по проводнику точно таким же образом, как и первый, иначе он создаст в проводнике поле, отличное от нуля.

Таким образом, различные по величине заряды распределяются на уединённом проводнике подобным образом, т.е. отношение плотностей заряда в двух произвольных точках поверхности проводника при любой величине заряда будет одним и тем же. Отсюда можно сделать вывод о том, что потенциал уединённого проводника пропорционален находящемуся на нём заряду:

$$q = C\varphi, \quad (1.139)$$

где C – коэффициент пропорциональности между потенциалом и зарядом, зависящий от формы и величины проводника, и называется ёмкостью проводника или просто ёмкостью.

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (1.140)$$

Из (1.140) следует, что ёмкость численно равна заряду, сообщенному проводнику, который повышает его потенциал на единицу. Действительно, если потенциал φ равен единице, то, как следует из (1.140), $C = q$. Иными словами, ёмкость уединённого проводника – физическая величина, численно равная заряду, сообщенному проводнику, который повышает его потенциал на единицу.

Вычислим теперь ёмкость уединённого шара. Известно, что напряжённость поля, создаваемого проводящим шаром, погружённым в однородный изотропный диэлектрик, составляет:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (1.141)$$

Потенциал этого шара равен:

$$\varphi = \int_R^{\infty} E dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_R^{\infty} \frac{q}{r^2} dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon R} \quad (1.142)$$

(потенциал на бесконечности полагаем равным нулю).

Получим теперь ёмкость уединённого шара, подставив в (1.140) значение потенциала шара из (1.142):

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (1.143)$$

За единицу ёмкости в системе СИ принимают ёмкость такого проводника, потенциал которого изменяется на 1 В при сообщении ему заряда 1 Кл. Эта единица ёмкости называется Фарад (Ф). Эта единица получила название в честь великого английского физика и химика – Майкла Фарадея.

В системе СГСЭ: $C = \epsilon R$; $[C] = [R] = 1$ см, т.е. ёмкость в СГСЭ имеет размерность длины.

Иными словами, в СГСЭ в вакууме $\epsilon = 1$, поэтому $C = R$, т.е. ёмкость шара численно равна его радиусу.

$$1\Phi = \frac{1K_l}{1B} = \frac{3 \cdot 10^9}{1/300} \text{ ГГСЭед.с} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см} = 9 \cdot 10^9 \text{ м}.$$

Ёмкостью 1Ф обладал бы уединённый шар, имеющий радиус $9 \cdot 10^9$ м, т.е. в 1500 раз больший, чем радиус Земли. Итак, Фарад – очень большая единица ёмкости, поэтому на практике пользуются единицами, равными долям Фарада:

- 1) миллифарад (мФ), равный 10^{-3} Ф;
- 2) микрофарад (мкФ), равный 10^{-6} Ф;
- 3) нанофарад (нФ), равный 10^{-9} Ф;
- 4) пикофарад (пФ), равный 10^{-12} Ф.

Конденсаторы

Уединённые проводники обладают небольшой ёмкостью. Так, например, ёмкость Земного шара составляет примерно 700 мкф.

На практике бывают необходимы устройства, которые при небольшом потенциале накапливали бы на себе заметные по величине заряды. Подобные устройства называются конденсаторами, т.е. накопителями. В основу таких устройств положен тот факт, что ёмкость проводника возрастает при приближении к нему других тел. Сказанное можно объяснить следующим образом. Если к заряженному проводнику поднести какое-то тело, то под действием поля, создаваемого этим заряженным проводником, на поднесённом к проводнику теле возникают:

- 1) индуцированные заряды, если это тело – проводник;
- 2) связанные заряды, если это тело – диэлектрик.

На теле, поднесённом к заряженному проводнику, заряды располагаются следующим образом: на стороне тела, которая находится ближе к проводнику, оказываются заряды противоположного знака относительно знака зарядов проводника, а одноимённые с проводником заряды оттесняются на противоположный конец тела, т.е. дальше от проводника.

Таким образом, заряды противоположного знака оказывают большее влияние на потенциал проводника, поскольку они расположены ближе к проводнику.

В результате при поднесении к заряженному проводнику какого-либо тела потенциал проводника уменьшается по абсолютному значению, а значит ёмкость проводника, согласно (1.140), увеличивается.

Конденсаторы изготавливают в виде двух проводников, помещённых близко друг к другу. Проводники, образующие конденсатор, называются его обкладками. Между обкладками пространство заполняет диэлектрик.

Чтобы внешние тела не оказывали влияния на ёмкость конденсатора, обкладкам придают такую форму и так располагают относительно друг друга, чтобы поле, создаваемое накапливаемыми на них зарядами, было сосредоточено внутри конденсатора. Такими конденсаторами могут быть:

- 1) плоский конденсатор, когда две пластинки располагают близко друг к другу;
- 2) цилиндрический конденсатор с двумя цилиндрами (один в другом);
- 3) сферический конденсатор с двумя концентрическими сферами.

Поскольку электростатическое поле сосредоточено внутри конденсатора, то линии электрического смещения начинаются на одной обкладке и заканчиваются на другой.

Таким образом, сторонние заряды, возникающие на обкладках, имеют одинаковую величину, но различны по знаку, так как линии смещения начинаются и заканчиваются только на сторонних зарядах.

Основной характеристикой конденсатора является его ёмкость:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U}, \quad (1.144)$$

где $U = \varphi_1 - \varphi_2$ – разность потенциалов или напряжение между обкладками.

Величина ёмкости определяется:

- а) геометрией конденсатора, т.е. формой и размерами обкладок, а также величиной зазора между ними;
- б) диэлектрическими свойствами среды, заполняющей пространство между обкладками.

Определим ёмкость плоского конденсатора. Сначала найдём напряжённость поля плоского конденсатора:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S}, \quad (1.145)$$

где S – площадь обкладки, q – заряд на ней, ε – диэлектрическая проницаемость среды.

Известно, что разность потенциалов связана с напряжённостью поля соотношением:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E dl, \quad (1.146)$$

т.е. в нашем случае:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon S}, \quad (1.147)$$

где d – величина зазора между обкладками.

Подставляя в (1.144) полученную в (1.147) разность потенциалов, получим ёмкость плоского конденсатора:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \quad (1.148)$$

Из (1.148) обычно определяется размерность электрической постоянной ε_0 :

$$[\varepsilon_0] = \frac{[C][d]}{[S]} = \frac{[C]}{[d]} = \frac{\Phi}{m}. \quad (1.149)$$

Кроме ёмкости каждый конденсатор характеризуется предельным напряжением, которое можно прикладывать к обкладкам конденсатора, не опасаясь его пробоя (U_{\max}). При превышении этого значения напряжения между обкладками проскакивает искра, в результате чего разрушается диэлектрик, и конденсатор выходит из строя.

Соединение конденсаторов

Для достижения желаемой ёмкости при нужном рабочем напряжении имеющиеся конденсаторы соединяют в батареи. Указанное соединение можно произвести несколькими путями.

1) Параллельное соединение конденсаторов (рис. 1.24, а).

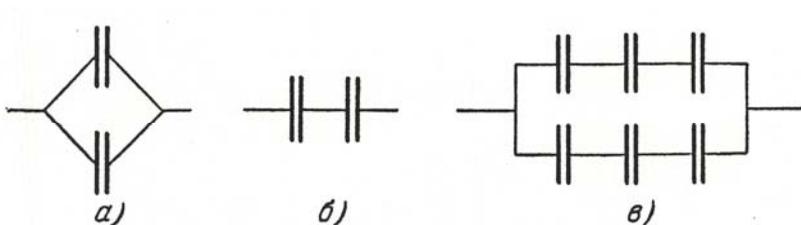


Рис. 1.24. Соединение конденсаторов: параллельное (а), последовательное (б), смешанное (в)

Общим для всех конденсаторов является напряжение U . В данном случае мы имеем:

$$q_1 = C_1 U, \quad (1.150)$$

$$q_2 = C_2 U, \quad (1.151)$$

а суммарный заряд составит значение:

$$q = q_1 + q_2 + \dots + q_n = U(C_1 + C_1 + \dots + C_n) = UC \quad (1.152)$$

$$C = \frac{q}{U} = C_1 + C_2 + \dots + C_n. \quad (1.153)$$

2) Последовательное соединение конденсаторов (рис. 1.24б)

Для всех конденсаторов одинаков заряд q . Значения напряжения составляют:

$$U_1 = \frac{q}{C_1} \quad (1.154)$$

$$U_2 = \frac{q}{C_2} \quad (1.155)$$

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n = q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \right) = \frac{q}{C} \quad (1.156)$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}. \quad (1.157)$$

3) Смешанное соединение (рис. 1.24, в).

Ёмкость этой батареи легко определить из (1.153) и (1.157).

1.7.3. Энергия заряженного конденсатора

Если обкладки заряженного конденсатора замкнуть металлической проволокой, то в ней возникнет электрический ток, а конденсатор разрядится.

Электрический ток разряда конденсатора выделяет в проволоке определённое количество тепла, т.е. заряженный конденсатор обладает энергией. Вычислим энергию заряженного конденсатора.

Пусть конденсатор разряжается, U – мгновенное значение напряжения на его обкладках в процессе разряда, dq – малое количество заряда, которое проходит в процессе разряда между обкладками. При этом работа электрических сил составляет:

$$dA = Udq \quad (1.158)$$

$$dq = CdU, \quad (1.159)$$

$$dA = UCdU. \quad (1.160)$$

Полная работа, совершённая электрическими силами за всё время разряда, равна энергии конденсатора:

$$A = W = c \int_0^U UdU = \frac{1}{2} CU^2, \quad (1.161)$$

где U – значение напряжения на обкладках конденсатора в начале разряда, а 0 – в конце разряда.

(1.161) можно записать в одном из следующих видов:

$$W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2c} q^2 = \frac{1}{2} qU, \quad (1.162)$$

поскольку $q = CU$.

1.7.4. Энергия электрического поля

Заряженный конденсатор обладает определённой энергией. Правомерно поставить вопрос, где именно сосредоточена, локализована эта энергия. Можно предполагать, что:

1) энергия сосредоточена на обкладках конденсатора, т.е. на электрических зарядах;

2) энергия сосредоточена в электрическом поле конденсатора, т.е. в пространстве между обкладками.

Иначе говоря, вопрос состоит в том, что является носителями энергии – заряды или поле.

В пределах электростатики, которая изучает постоянные во времени поля неподвижных зарядов, дать ответ на этот вопрос невозможно.

Следует иметь в виду следующие обстоятельства:

1) постоянные поля и обусловившие их заряды не могут существовать обособленно друг от друга;

2) однако меняющиеся во времени поля могут существовать независимо от возбудивших их зарядов и распространяться в пространстве в виде электромагнитных волн.

Электрические поля в электромагнитных волнах можно получить без электрических зарядов, первоначально породивших их. Опыты неопровержимо доказывают, что именно электромагнитные волны заключают в себе и переносят энергию, которая используется в радиотехнике и других сферах жизни.

Факт существования электромагнитных волн убедительно доказывает, что носителем энергии является поле, в котором энергия и сосредоточена.

Учитывая сказанное, можно преобразовать (1.162) для энергии так, чтобы в него входила характеристика поля – его напряжённость.

С этой целью подставим в (1.162) выражение для ёмкости плоского конденсатора:

$$W = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d} U^2 = \frac{1}{2} \epsilon\epsilon_0 \left(\frac{U}{d}\right)^2 Sd = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} V, \quad (1.163)$$

где $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$; $\frac{U}{d} = E$; $Sd = V$.

$$w = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2}, \quad (1.164)$$

где w – объёмная плотность энергии электрического поля.

Если поле неоднородно, то его всегда можно разбить на элементарные объёмы dV и считать, что в пределах бесконечно малого объёма это поле однородно.

Энергия, сосредоточенная в объёме dV составит $w dV$.

Полная же энергия любого электрического поля :

$$W = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V \epsilon E^2 dV. \quad (1.165)$$

2. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

Упорядоченное движение электрических зарядов представляет собой электрический ток. Заряженные частицы, которые могут перемещаться в пределах всего тела, называются носителями тока.

Носителями тока, необходимыми в данном теле для протекания тока, служат:

- 1) электроны – в металлах;
- 2) ионы – в электролитах (проводящих растворах);
- 3) ионы и электроны – в газах.

Если в электростатике поле внутри проводника отсутствует ($E = 0$), то ток наоборот возникает только при условии существования внутри тела электрического поля.

При включении электрического поля на хаотическое тепловое движение носителей тока накладывается упорядоченное движение носителей тока, которое и представляет собой электрический ток.

Количественной характеристикой электрического тока является сила тока – величина заряда, переносимого через рассматриваемую поверхность в единицу времени:

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (2.1)$$

Ток, не изменяющийся во времени, называется постоянным.

За направление тока принимается направление, в котором перемещаются положительные носители заряда. Перенос отрицательного заряда в одном направлении эквивалентен переносу такого же по величине положительного заряда в противоположном направлении.

Другой количественной характеристикой тока служит плотность тока – это вектор, численно равный силе тока dI через площадку dS , расположенную перпендикулярно к направлению движения носителей в данной точке, отнесённой к величине этой площадки:

$$\mathbf{j} = \frac{dI}{dS} \cdot \quad (2.2)$$

Плотность тока – вектор.

За направление \mathbf{j} принимается направление вектора скорости \mathbf{u} упорядоченного движения положительных носителей.

Поле вектора плотности тока можно изобразить с помощью линий тока – это линии, вдоль которых движутся носители тока. В каждой точке линий тока касательная совпадает с направлением вектора плотности тока в этой точке.

Зная вектор плотности тока в каждой точке пространства, можно найти силу тока I через любую поверхность S :

$$I = \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S}, \quad (2.3)$$

где $d\mathbf{S} = dS\mathbf{n}$, \mathbf{n} – единичный вектор нормали к dS . Итак, сила тока – это поток вектора плотности тока через поверхность.

Получим выражение для плотности тока при следующих условиях:

- 1) в единице объёма содержится:
 - а) n^+ – положительных носителей;
 - б) n^- – отрицательных носителей;
- 2) алгебраическая величина зарядов носителей:
 - а) e^+ – положительных носителей;
 - б) e^- – отрицательных носителей
- 3) под действием поля носители приобретают средние скорости:
 - а) u^+ – положительные носители;
 - б) u^- – отрицательные носители;
- 4) за единицу времени через единичную площадку пройдёт:
 - а) n^+u^+ – положительных носителей, которые перенесут заряд $e^+n^+u^+$;
 - б) n^-u^- – отрицательных носителей, которые перенесут заряд $e^-n^-u^-$.

Тогда для плотности тока получится выражение:

$$\mathbf{j} = e^+ n^+ \mathbf{u}^+ + e^- n^- \mathbf{u}^- \quad (2.4)$$

или в векторной форме:

$$\mathbf{j} = e^+ n^+ \mathbf{u}^+ + e^- n^- \mathbf{u}^-. \quad (2.5)$$

В (2.5) оба слагаемых в правой части имеют одинаковое направление: \mathbf{u}^- направлен противоположно \mathbf{j} , но при умножении \mathbf{u}^- на отрицательный скаляр e^- получается вектор одинакового направления с \mathbf{j} .

В (2.5) произведём замену:

$e^+ n^+ = \rho^+$ – плотность заряда положительных носителей;

$e^- n^- = \rho^-$ – плотность заряда отрицательных носителей.

Тогда плотность тока можно выразить следующим образом:

$$\mathbf{j} = \rho^+ \mathbf{u}^+ + \rho^- \mathbf{u}^-. \quad (2.6)$$

Ток, не изменяющийся во времени, называется постоянным. Для постоянного тока справедливо выражение:

$$I = \frac{q}{t}, \quad (2.7)$$

т.е. сила тока – это величина, численно равная электрическому заряду, проходящему через сечение проводника в единицу времени.

За единицу силы тока принимается такой ток, при котором через поперечное сечение проводника проходит единичный заряд за единицу времени. В системе СИ единицей силы тока является Ампер (А). Единица заряда в системе СИ – Кулон (Кл) определяется как заряд, переносимый за 1 с через поперечное сечение проводника при силе тока в 1 А.

В системе СГСЭ за единицу силы тока принимается сила такого тока, при котором через данную поверхность за 1 с переносится одна СГСЭ-единица заряда.

$$1\text{А} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ единиц силы тока.}$$

2.1. Электродвижущая сила

Предположим, что в проводнике создано электрическое поле. Сразу же начнётся движение носителей тока. Если электрическое поле не поддерживается извне, то очень быстро поле внутри про-

2. Постоянный электрический ток

водника исчезнет, и ток прекратится. Для поддержания электрического тока необходимо осуществить круговорот зарядов, при котором они двигались бы по замкнутому пути (рис. 2.1):

1) от конца проводника с меньшим потенциалом нужно непрерывно отводить приносимые сюда током заряды;

2) к концу проводника с большим потенциалом заряды непрерывно подводить.

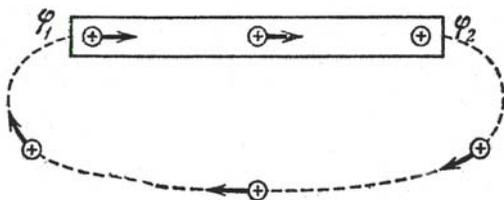


Рис. 2.1. Круговорот зарядов для поддержания тока в цепи

В замкнутой цепи имеются участки, на которых:

1) положительные носители под действием сил электрического поля движутся в сторону убывания потенциала φ ;

2) перенос положительных зарядов происходит в направлении возрастания потенциала φ , т.е. против сил электрического поля.

Перемещение носителей на этих участках возможно лишь с помощью сил неэлектрического происхождения, называемых сторонними силами. Сторонние силы действуют:

а) на протяжении всей цепи;

б) на отдельных её участках.

Такие силы главным образом могут быть обусловлены следующими причинами:

1) химическими процессами;

2) электрическими, но не электростатическими полями, порождаемыми меняющимися во времени магнитными полями;

3) диффузией в неоднородной среде носителей тока.

Сторонние силы можно охарактеризовать работой, которую они совершают над перемещающимися по цепи зарядами.

Величина, равная работе сторонних сил над единичным положительным зарядом, называется электродвижущей силой (\mathcal{E}) или сокращённо эдс, действующей в цепи или на её участке:

$$\mathcal{E} = \frac{A_{\text{ст}}}{q}, \quad (2.8)$$

где q – заряд, $A_{\text{ст}}$ – работа сторонних сил над зарядом.

Размерность \mathcal{E} совпадает с размерностью потенциала:

$$\varphi = \frac{A_{\infty}}{q}, \quad (2.9)$$

где A_{∞} – работа электростатических сил.

Сторонняя сила, действующая на заряд, может быть вычислена по формуле:

$$\mathbf{F}_{\text{ст}} = \mathbf{E}_{\text{ст}} q, \quad (2.10)$$

где $\mathbf{E}_{\text{ст}}$ – напряжённость поля сторонних сил.

Работа сторонних сил на участке цепи 1 – 2 составляет:

$$A_{12} = \int_1^2 \mathbf{F}_{\text{ст}} \cdot d\mathbf{l} = q \int_1^2 \mathbf{E}_{\text{ст}} \cdot d\mathbf{l} \quad (2.11)$$

$$\frac{A_{12}}{q} = \mathcal{E}_{1,2} = \int_1^2 \mathbf{E}_{\text{ст}} \cdot d\mathbf{l}. \quad (2.12)$$

В (2.12) $\mathcal{E}_{1,2}$ – это эдс на участке 1 – 2.

$$\mathcal{E} = \oint \mathbf{E}_{\text{ст}} \cdot d\mathbf{l}. \quad (2.13)$$

В (2.13) \mathcal{E} – это эдс, действующая в цепи. Заметим, что в электростатическом поле:

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0. \quad (2.14)$$

Итак, электродвижущая сила, действующая в цепи, представляет собой циркуляцию вектора напряжённости поля сторонних сил.

Результирующая сила, действующая на заряд q в каждой точке цепи, составляет:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_E + \mathbf{F}_{\text{ст}} = q(\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{ст}}), \quad (2.15)$$

где \mathbf{F}_E – силы электростатического поля.

Работа, совершаемая этой силой над зарядом q на участке 1 – 2 составит:

$$\begin{aligned} A_{1,2} &= q \int_1^2 \mathbf{E} dl + q \int_1^2 \mathbf{E}_{\text{ср}} dl = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\mathcal{E}_{1,2} = \\ &= q[(\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}_{1,2}] = qU_{1,2}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

В (2.16) $U_{1,2}$ – напряжение или падение напряжения на участке цепи 1 – 2.

Величина, численно равная работе, совершаемой электростатическими и сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда, называется падением напряжения или просто напряжением на данном участке:

$$U_{1,2} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{1,2}. \quad (2.17)$$

Участок цепи, на котором на носители тока действуют сторонние силы, называется неоднородным.

Участок цепи, на котором на носители тока не действуют сторонние силы, называется однородным. Для однородного участка справедливо выражение:

$$U_{1,2} = \varphi_1 - \varphi_2, \quad (2.18)$$

т.е. на однородном участке напряжение совпадает с разностью потенциалов на концах участка.

2.2. Закон Ома в интегральной и дифференциальной форме

В 1826 г. немецкий физик Георг Симон Ом экспериментально установил закон, который стал основополагающим в физической науке. Формулировка этого закона звучит следующим образом: сила тока, текущего по однородному металлическому проводнику, пропорциональна падению напряжения (U) на проводнике и обратно пропорциональна сопротивлению (R) проводника:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (2.19)$$

Для однородного проводника, на котором отсутствуют сторонние силы, напряжение U совпадает с разностью потенциалов ($\varphi_1 - \varphi_2$).

Единицей электрического сопротивления (R) проводника является Ом. Ом – сопротивление такого проводника, в котором при напряжении 1 В течёт ток силой 1 А.

Значение сопротивления зависит от формы и размеров проводника, а также от свойств материала, из которого данный проводник сделан.

Для однородного цилиндрического проводника сопротивление составляет:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (2.20)$$

где l – длина проводника, S – площадь поперечного сечения проводника, ρ – удельное сопротивление проводника, которое, как указывалось выше, зависит от свойств материала, из которого выполнен проводник.

В системе СИ $[\rho] = \text{Ом} \cdot \text{м}$ (Ом-метр).

Получим закон Ома в дифференциальной форме. С этой целью найдём связь между \mathbf{j} и \mathbf{E} в одной и той же точке проводника.

В изотропном проводнике направления \mathbf{j} и \mathbf{E} совпадают.

Выделим теперь мысленно в окрестности некоторой точки проводника элементарный цилиндрический объёмчик (рис. 2.2).

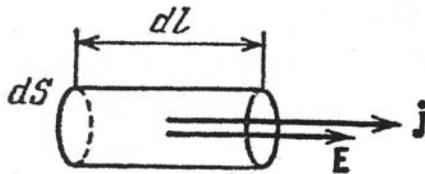


Рис. 2.2. К выводу закона Ома в дифференциальной форме

Напряжение, приложенное к цилиндру, составит:

$$U = Edl. \quad (2.21)$$

В (2.19) подставим выражения для силы тока и сопротивления:

$$I = jdS \quad (2.22)$$

$$R = \rho \frac{dl}{dS} \quad (2.23)$$

$$jdS = \frac{dS}{\rho dl} Edl. \quad (2.24)$$

В (2.24):

$$j = \frac{1}{\rho} E. \quad (2.25)$$

В векторной форме (2.25) будет иметь вид:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\rho} \mathbf{E}. \quad (2.26)$$

(2.26) представляет собой закон Ома в дифференциальной форме.

Для неоднородного участка цепи закон Ома в дифференциальной форме примет вид:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\rho} (\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{ст}}), \quad (2.27)$$

где $\mathbf{E}_{\text{ст}}$ – напряжённость поля сторонних сил; \mathbf{E} – напряжённость электростатического поля.

Закон Ома в интегральной форме выглядит следующим образом:

$$I = (\varphi_1 - \varphi_2 + E_{1,2})/R. \quad (2.28)$$

Выражение (2.28) представляет собой закон Ома для неоднородного участка цепи. Положив $\varphi_1 = \varphi_2$, получим закон Ома для замкнутой цепи:

$$I = E/R, \quad (2.29)$$

где E – эдс в цепи, R – суммарное сопротивление всей цепи.

2.3. Закон Джоуля – Ленца в интегральной и дифференциальной форме

Пусть за время t через каждое сечение проводника проходит заряд $q = It$. Это равносильно тому, что заряд q переносится за время

t из одного конца проводника в другой. При этом силы электростатического поля и сторонние силы, действующие на данном участке, совершают работу:

$$A = Uq = UIt. \quad (2.30)$$

Когда проводник неподвижен и в нём не совершается химических превращений, работа тока (2.30) затрачивается на увеличение внутренней энергии проводника, в результате чего проводник нагревается.

При протекании тока в цепи выделяется тепло:

$$Q = UIt. \quad (2.31)$$

Поскольку $U = IR$, то:

$$Q = RI^2t. \quad (2.32)$$

Если $I = I(t)$, то:

$$Q = \int_0^t RI^2 dt. \quad (2.33)$$

Выражение (2.33) – закон Джоуля – Ленца в интегральной форме.

Получим теперь закон Джоуля – Ленца в дифференциальной форме, т.е. перейдём к выражению, характеризующему выделение тепла в различных местах проводника.

С этой целью выделим в проводнике элементарный цилиндр объёмом $dV = dS \cdot dl$.

По закону Джоуля – Ленца за время dt в этом объёмчике выделится тепло:

$$dQ = RI^2 dt = \frac{\rho dl}{dS} (jdS)^2 dt = \rho j^2 dV dt. \quad (2.34)$$

Количество тепла, выделяемое в единичном объёме за единицу времени составит:

$$Q_{y0} = \rho j^2, \quad (2.35)$$

где Q_{y0} представляет собой удельную тепловую мощность тока.

Выражение (2.35) – закон Джоуля – Ленца в дифференциальной форме.

Формулы (2.32) и (2.35) справедливы и для неоднородного участка при условии, что действующие в нём сторонние силы имеют нехимическое происхождение.

3. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

3.1. Магнитное поле в вакууме

Подобно тому, как в пространстве, окружающем электрические заряды, возникает электростатическое поле с определёнными физическими свойствами, так и в пространстве, окружающем токи, возникает особого вида поле, называемое магнитным полем.

Ещё раз заметим, что электрический ток представляет собой направленное движение электрических зарядов. Таким образом, магнитное поле порождается движущимися зарядами.

Наличие электрического поля обнаруживается по действию сил на внесённые в него заряженные тела.

Магнитное поле проявляется в силах, действующих на внесённые в него проводники по которым течёт ток.

Приведём пример. Пусть имеются два параллельных провода, по которым текут токи одного направления. Эти два провода взаимно притягиваются, поскольку каждый из токов создаёт в окружающем пространстве магнитное поле, и это поле воздействует на другой ток.

Характер воздействия магнитного поля на ток зависит от формы проводника, по которому течёт ток, от расположения проводника и от направления тока в нём.

Таким образом, для характеристики магнитного поля нужно рассматривать его воздействие на некоторый вполне определённый ток.

Будем сначала считать, что проводники, по которым текут токи, находятся в вакууме. Пусть имеются два параллельных проводника с токами (рис. 3.1).

Тогда сила взаимодействия, приходящаяся на единицу длины каждого из параллельных проводников, пропорциональна значениям токов в них (I_1 и I_2) и обратно пропорциональна расстоянию между ними (b):

$$F_{eo} = k \frac{2I_1 I_2}{b}, \quad (3.1)$$

где $2k$ – коэффициент пропорциональности.

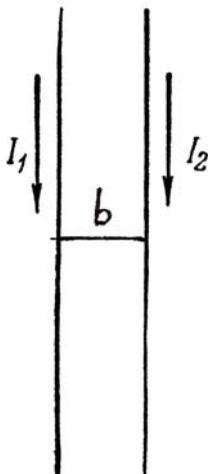


Рис. 3.1. Два параллельных провода с токами I_1 и I_2

(3.1) – частный случай закона, установленного экспериментально французским физиком, химиком и математиком Андре-Мари Ампером в 1820 г. За большие заслуги в исследовании электричества и магнетизма его прозвали «Ньютоном электричества». Ампер провозгласил: «все магнитные явления сводятся к чисто электрическим эффектам».

Используя (3.1), возможно установить единицу силы тока. В системе СИ единицей силы тока является Ампер. Ампер определяется как сила неизменяющегося тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенным на расстоянии 1 м один от другого в вакууме, вызвал бы между этими проводниками силу, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины.

В рационализованном виде (3.1) записывается в следующем виде:

$$F_{e\theta} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{b}, \quad (3.2)$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

Найдём численное значение магнитной постоянной. Согласно определению единицы силы тока – Ампера, при $I_1 = I_2 = 1A$ и $b = 1$ м сила

$F_{e\theta} = 2 \cdot 10^{-7}$ Н/м. Подставим эти значения в (3.1):

$$2 \cdot 10^{-7} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot 1 \cdot 1}{1},$$

тогда $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Г/м (Генри на метр).

3.1.1. Магнитная индукция. Силовые линии магнитного поля

Из опытов с магнитными стрелками и токами следует, что магнитное поле имеет направленный характер и должно поэтому характеризоваться векторной величиной, которую принято обозначать буквой ***V***.

Логично было бы предположить, что по аналогии с напряжённостью электрического поля (***E***) следовало бы назвать ***V*** напряжённостью магнитного поля. Этого, однако, не произошло: по историческим причинам основную силовую характеристику магнитного поля назвали магнитной индукцией.

Таким образом, магнитная индукция – это векторная величина, определяющая силу воздействия на заряженную частицу со стороны магнитного поля. Магнитное поле – особый вид материи, возникающий вокруг движущихся электрических зарядов и проявляющийся по действию на них.

Интересно, что название «напряжённость магнитного поля» оказалось присвоенным вспомогательной величине (***H***), характеризующей магнитное поле, аналогичной вспомогательной величине электрического поля – ***D***.

Опыты показывают, что для магнитного поля, как и для поля электрического, справедлив принцип суперпозиции. Иными словами, поле \mathbf{B} , порождаемое несколькими движущимися зарядами (токами), равно векторной сумме полей \mathbf{B} , порождаемых каждым движущимся зарядом (током) в отдельности:

$$\mathbf{B} = \sum \mathbf{B}_i \quad (3.3)$$

В электростатике мы описывали электрическое поле с помощью линий напряжённости электрического поля (\mathbf{E}).

По аналогии для характеристики магнитного поля можно задать поле вектора \mathbf{B} , т.е. в каждой точке задать значение и направление вектора \mathbf{B} .

За линию магнитной индукции принимается такая линия, касательная к которой в каждой точке совпадает с направлением вектора магнитной индукции (\mathbf{B}) в этой точке (рис. 3.2).

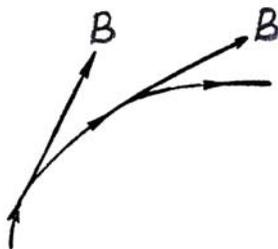


Рис. 3.2. Линия магнитной индукции

Магнитные силовые линии, также, как и электрические, не пересекаются, поскольку направление \mathbf{B} в каждой точке единственное, следовательно, и направление силовых линий в этой точке является единственным.

Густота линий такова, чтобы число линий, пересекающих единицу поверхности, перпендикулярной к ним, было равно значению магнитной индукции в этом месте.

В результате, изображая магнитные силовые линии, можно наглядно себе представить, как меняется в пространстве магнитная индукция по значению и направлению.

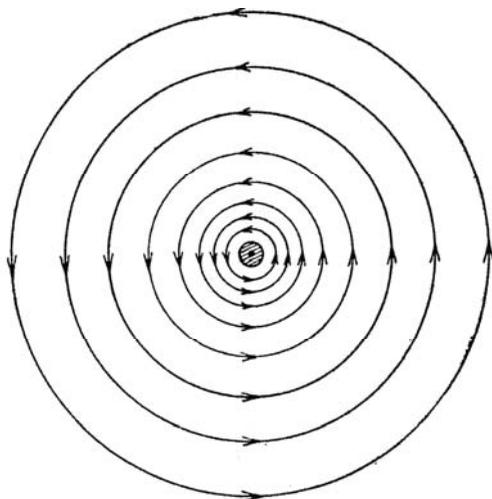


Рис. 3.3. Силовые линии магнитного поля прямого тока

На рис. 3.3 изображены силовые линии магнитного поля прямого тока (ток направлен к нам перпендикулярно плоскости чертежа).

Опыт показывает, что силовые линии магнитного поля всегда замкнуты. Поля, обладающие замкнутыми силовыми линиями, называются вихревыми полями. Магнитное поле является таким вихревым полем. В этом состоит существенное отличие магнитного поля от поля электростатического:

1) в электростатическом поле силовые линии всегда разомкнуты (они начинаются и заканчиваются на электрических зарядах или уходят на бесконечность);

2) магнитные силовые линии не имеют ни начала, ни конца, поскольку они замкнуты; это соответствует тому, что в природе нет магнитных зарядов.

Движение электрических зарядов есть электрический ток. Магнитных зарядов нет, поэтому магнитного тока не существует.

3.1.2. Магнитное поле движущегося заряда

Рассмотрим магнитное поле, создаваемое в некоторой точке P точечным зарядом q , движущимся с постоянной скоростью \mathbf{v} (рис. 3.4). На рис. 3.4 \mathbf{B} – индукция в точке P в момент времени t .

Вид функции \mathbf{B} может быть установлен только экспериментально и имеет вид:

$$\mathbf{B} = kq \frac{[\mathbf{v}\mathbf{r}]}{r^3}, \quad (3.4)$$

где k – коэффициент пропорциональности; \mathbf{B} – вектор, направление которого определяется по правилу векторного произведения, т.е. он направлен перпендикулярно плоскости, в которой расположены вектор скорости \mathbf{v} и радиус-вектор \mathbf{r} .

Если вращать буравчик от вектора \mathbf{v} к вектору \mathbf{r} , то поступательное движение буравчика покажет направление \mathbf{B} . На рис. 3.4 \mathbf{B} направлен перпендикулярно чертежу, т.е. к нам.

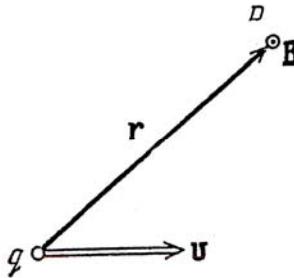


Рис. 3.4. К определению магнитной индукции поля движущегося заряда

Значение коэффициента пропорциональности k зависит от выбора единиц. Так в системе СИ данный коэффициент составляет

$$\frac{\mu_0}{4\pi} :$$

3. Магнитное поле

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot q \frac{[\mathbf{v}\mathbf{r}]}{r^3}, \quad (3.5)$$

а по модулю:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{qv \sin(\hat{\mathbf{v}\mathbf{r}})}{r^2}. \quad (3.6)$$

Заметим, что в аналогичных формулах, когда ϵ_0 стоит в знаменателе, μ_0 стоит в числителе.

Единица магнитной индукции в системе СИ называется Тесла (Т) в честь гениального физика Николы Тесла сербского происхождения, который завершил свои неповторимые опыты и жизнь в целом в США.

Выясним теперь характер магнитного поля, создаваемого произвольным тонким проводом, по которому течёт ток.

Рассмотрим малый элемент провода длиной dl (рис. 3.5).

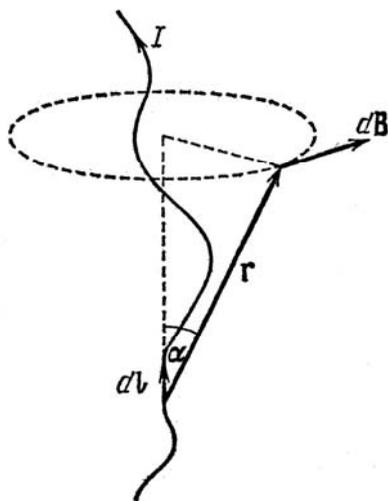


Рис. 3.5. К выводу закона Био – Савара

В этом элементе содержится $nSdl$ носителей тока (n – число носителей в единице объёма, S – площадь поперечного сечения проводника в том месте, где взят элемент dl).

Положение точки P , в которой нужно найти \mathbf{B} , определяется радиус-вектором \mathbf{r} . В точке P отдельный носитель тока e создаёт поле:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot e \frac{[\mathbf{v}\mathbf{r}]}{r^3}, \quad (3.7)$$

где \mathbf{v} – средняя скорость упорядоченного движения носителя. Тогда вклад в поле, вносимый элементом dl составляет:

$$d\mathbf{B} = \mathbf{B}nSdl = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{S[(nev), \mathbf{r}]dl}{r^3}. \quad (3.8)$$

Учтём, что

$$\mathbf{j} = env, \quad (3.9)$$

поэтому

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{S[\mathbf{j}\mathbf{r}]dl}{r^3}. \quad (3.10)$$

Введём вектор $d\mathbf{l}$, направленный по оси элемента провода dl в сторону, в которую течёт ток. Модуль этого вектора равен dl . Направление \mathbf{j} и $d\mathbf{l}$ совпадают, поэтому

$$\mathbf{j}d\mathbf{l} = \mathbf{j}dl. \quad (3.11)$$

В результате получим:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{S\mathbf{j}[d\mathbf{l}\mathbf{r}]}{r^3} \quad (3.12)$$

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I[d\mathbf{l}\mathbf{r}]}{r^3}, \quad (3.13)$$

поскольку $S\mathbf{j} = I$.

(3.13) выражает магнитную индукцию поля, создаваемого элементом тока длины dl , и представляет собой закон Био – Савара – Лапласа.

Направление \mathbf{B} определяется по правилу векторного произведения. Направление \mathbf{B} можно определить и по-другому. Так, если

вращать буравчик так, чтобы поступательное движение его было в направлении тока, то головка его будет вращаться в направлении \mathbf{B} .

Модуль \mathbf{B} определяется следующим образом:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}, \quad (3.14)$$

где α – угол между dl и r .

3.1.3. Магнитное поле прямого тока и в центре кругового тока

Магнитное поле прямого тока

Найдём поле, создаваемое током, текущим по тонкому прямому проводу бесконечной длины, в некоторой точке A (рис. 3.6).

Все векторы $d\mathbf{B}$ в точке A имеют одинаковое направление – в данном случае за чертёж (рис. 3.6).

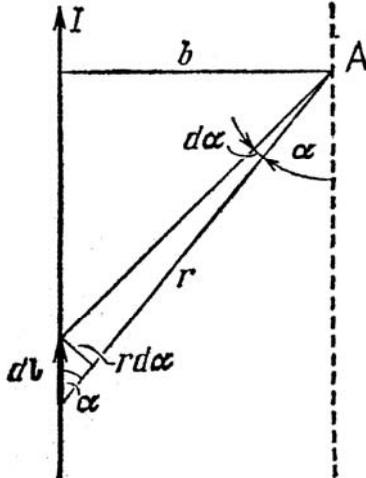


Рис. 3.6. К определению магнитной индукции поля прямого тока

Это говорит о том, что сложение векторов $d\mathbf{B}$ можно заменить сложением их модулей. Выразим r и dl через b и α , используя рис. 3.6:

$$r = \frac{b}{\sin \alpha} \quad (3.15)$$

$$dl = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2 \alpha} \quad (3.16)$$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ibd\alpha \sin \alpha \sin^2 \alpha}{b^2 \sin^2 \alpha} = \frac{Id\alpha \sin \alpha}{b} \cdot \frac{\mu_0}{4\pi}. \quad (3.17)$$

Для бесконечного тока угол α изменяется от нуля до π , поэтому

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{b} \quad (3.18)$$

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{b} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{b} (-\cos \alpha) \Big|_0^\pi. \quad (3.19)$$

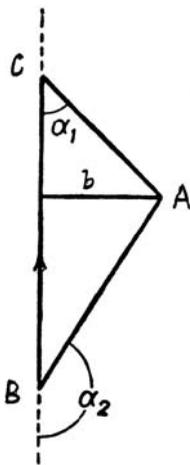


Рис. 3.7. К определению магнитной индукции поля прямого тока

Для проводника конечных размеров (CB на рис. 3.7) угол α изменяется от α_1 до α_2 :

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{b} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{b} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (3.20)$$

Понятно, что для бесконечно длинного проводника (3.20) принимает вид (3.18), поскольку $\alpha_1 = 0$; $\alpha_2 = \pi$, следовательно,
 $(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) = 1 - (-1) = 2$.

Магнитное поле в центре кругового тока

Пусть поле создаётся током, текущим по тонкому проводу, имеющему форму окружности с радиусом R (круговой ток) (рис. 3.8).

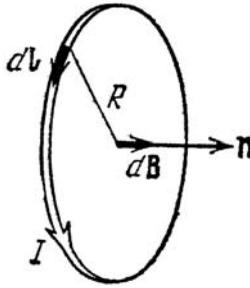


Рис. 3.8. Магнитное поле в центре кругового тока

Определим магнитную индукцию в центре кругового тока ($r = R$). Каждый элемент тока создаёт в центре индукцию, направленную вдоль положительной нормали к контуру. В этом случае векторное сложение сводится к сложению их модулей. Из закона Био – Савара – Лапласа следует:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{R^2}, \quad (3.21)$$

поскольку радиус R перпендикулярен элементу dl , $\alpha = \frac{\pi}{2}$, $\sin \alpha = 1$.

Проинтегрировав это выражение по всему контуру, получим значение магнитной индукции в центре кругового тока:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{R^2} \int dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{R^2} \cdot 2\pi R = \mu_0 \cdot \frac{I}{2R}. \quad (3.22)$$

3.1.4. Сила Лоренца

На заряд, движущийся в магнитном поле, действует сила, называемая магнитной. Опытным путём установлено, что сила F , действующая на заряд, движущийся в магнитном поле, составляет:

$$F = kq [\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (3.23)$$

где k – коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора единиц. В (3.23) F – сила Лоренца.

Модуль силы пропорционален каждой из трёх единиц – q , v и B . Направление силы F определяется по правилу векторного произведения (она перпендикулярна плоскости, в которой лежат \mathbf{v} и \mathbf{B}).

В системе СИ единицей магнитной индукции (B), как упоминалось выше, является Тесла, которая определяется так, чтобы коэффициент пропорциональности k был равен единице. Тогда в системе СИ (3.23) имеет вид:

$$F = q [\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (3.24)$$

$$F = qvB \sin \alpha, \quad (3.25)$$

где α – угол между \mathbf{v} и \mathbf{B} . При этом, если $\alpha = 0$, то $F = 0$, значит заряд, движущийся вдоль линий магнитного поля, не испытывает действия магнитной силы.

Важно заметить, что, поскольку магнитная сила всегда направлена перпендикулярно к скорости заряженной частицы, она работы над частицей не совершает:

$$A = \int Fdl = \int Fdl \cos \alpha = 0, \quad (3.26)$$

так как $\alpha = \pi$.

Таким образом, действуя на заряженную частицу постоянным магнитным полем, изменить её энергию нельзя.

Если одновременно имеются электрическое и магнитное поля, то сила, действующая на заряженную частицу, составляет:

$$F = qE + q [\mathbf{v}\mathbf{B}]. \quad (3.27)$$

Эта сила называется силой Лоренца.

3.1.5. Закон Ампера

Если проводник, по которому течёт ток, находится в магнитном поле, на каждый из носителей тока действует сила, равная:

$$F = e [vB]. \quad (3.28)$$

От носителей тока действие этой силы передаётся проводнику, по которому они перемещаются. В результате на провод с током, находящийся в магнитном поле, действует сила.

Найдём значение силы dF , действующей на элемент провода длиной dl . Умножив (3.28) на число носителей в элементе провода dl , найдём интересующую нас силу:

$$dF = F \cdot (nSdl) = [(nev)B] Sdl = [jB] Sdl, \quad (3.29)$$

где $j = nev$.

$$dF = [jB] Sdl = I[dl, B], \quad (3.30)$$

поскольку $jSdl = jSdl = Idl$.

$$dF = I[dl B]. \quad (3.31)$$

Выражение (3.31) называется законом Ампера и определяет силу, действующую на элемент тока dl в магнитном поле (рис. 3.9), которая также называется силой Ампера.

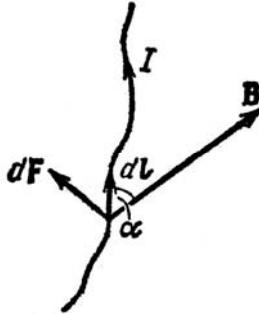


Рис. 3.9. К закону Ампера

Этот закон был установлен Андре Мари Ампером экспериментально в 1820 году на основании многочисленных опытов.

Модуль рассмотренной силы составляет:

$$dF = IBdl \sin \alpha. \quad (3.32)$$

Направление силы определяется по правилу векторного произведения, т.е. направление силы перпендикулярно плоскости, в которой лежат векторы dl и B .

Вычислим теперь силу взаимодействия двух находящихся в вакууме параллельных бесконечно длинных прямых токов. Пусть b – расстояние между токами (рис. 3.10).

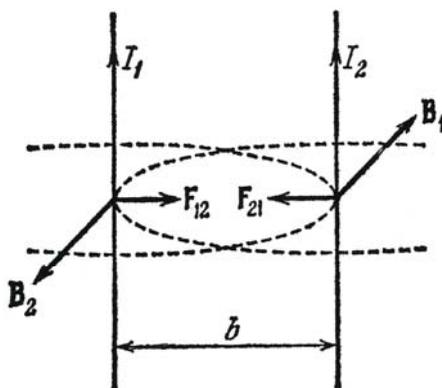


Рис. 3.10. Сила взаимодействия двух бесконечно длинных прямых токов

Каждый элемент тока I_2 будет находиться в магнитном поле, создаваемом током I_1 . Индукция этого поля составит:

$$B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1}{b}. \quad (3.33)$$

Сила, действующая на единицу длины тока I_2 , определяется выражением:

$$F_{2,1\text{ед}} = I_2 B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{b}, \quad (3.34)$$

поскольку $\sin \alpha = 1$ ($\alpha = 90^\circ$).

Для силы $F_{1,2 \text{ ед}}$, действующей на единицу длины силы тока I_1 , получается аналогичное выражение.

При одинаковом направлении токов они притягивают друг друга, а при различном – отталкивают.

3.1.6. Поток вектора магнитной индукции

Рассмотрим плоскую площадку S , находящуюся в однородном магнитном поле с индукцией \mathbf{B} (рис. 3.11).

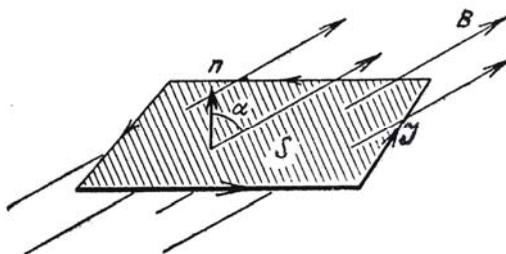


Рис. 3.11. Поток магнитной индукции через плоскую площадку

Контур, ограничивающий рассматриваемую площадку, обтекает ток I .

Магнитным потоком или потоком вектора магнитной индукции через площадку S называется физическая величина (Φ), равная скалярному произведению:

$$\Phi = \mathbf{B}\mathbf{S} = BS \cos \alpha = B_n S, \quad (3.35)$$

где $\mathbf{S} = Sn$.

Магнитный поток равен полному числу линий магнитной индукции, проходящих через данную поверхность.

Положительное направление нормали выбирается следующим образом: если буравчик вращать в направлении тока (поступательное движение), то вращение рукоятки покажет положительное направление нормали.

Если магнитное поле неоднородно, а рассматриваемая поверхность не плоская, то такую поверхность можно разбить на бесконечно малые элементы, каждый из которых возможно рассматривать как площадку плоскую, а любое поле на протяжении этого элемента – как поле однородное. Тогда магнитный поток через элемент поверхности составит:

$$d\Phi = \mathbf{B}d\mathbf{S} = B_n dS \quad (3.36)$$

а магнитный поток через всю поверхность:

$$\Phi = \int_S B_n dS = \int_S \mathbf{B}d\mathbf{S}. \quad (3.37)$$

В системе СИ $[\Phi] = [B][S] = \text{Тм}^2 = \text{Вб}$ (Вебер, единица магнитного потока названа в честь немецкого физика, активно исследовавшего электромагнетизм).

3.1.7. Работа, совершаемая при перемещении тока в магнитном поле

Рассмотрим контур с током, образованный неподвижными проводами и скользящей по ним подвижной перемычкой, имеющей длину l (рис. 3.12, 3.13).

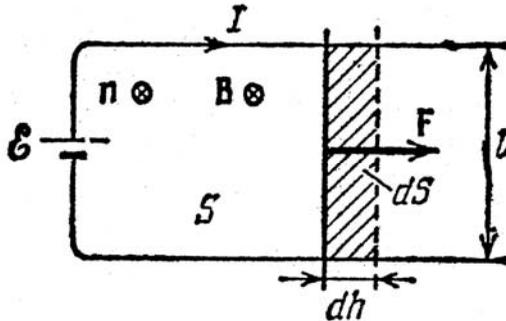


Рис. 3.12. Работа при перемещении тока в магнитном поле (перемычка перемещается вправо)

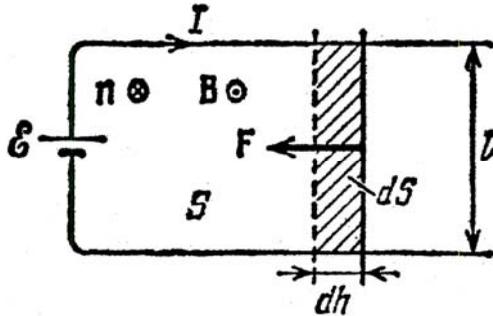


Рис. 3.13. Работа при перемещении тока в магнитном поле (перемычка перемещается влево)

Пусть этот контур находится во внешнем магнитном поле, которое однородно и перпендикулярно к плоскости контура (индукции \mathbf{B}).

Тогда, согласно закону Ампера (3.31), сила, действующая на перемычку, будет равна:

$$F = IBl. \quad (3.38)$$

Под действием этой силы перемычка начнёт перемещаться. При перемещении перемычки вправо (рис.3.12) на расстояние dh эта сила совершит положительную работу:

$$dA = Fdh = IBldh = IBdS \quad (3.39)$$

$$dA = Id\Phi, \quad (3.40)$$

$BdS = d\Phi$ – число линий магнитной индукции, пересечённых проводником, $\cos \alpha = 1$, так как $\alpha = 0$.

Таким образом, работа, совершаемая магнитной силой над участком контура с током, равна произведению силы тока на величину магнитного потока через поверхность, описанную этим участком при своём движении:

$$A = \int_1^2 dA = \int_1^2 Id\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi. \quad (3.41)$$

В (3.41) Φ_1 и Φ_2 – значения магнитного потока через контур в начальном и конечном положениях. Иными словами, работа, со-

вершаемая магнитными силами над контуром равна произведению силы тока на приращение магнитного потока через контур.

3.1.8. Дивергенция и циркуляция магнитного поля

Как было показано выше, поток вектора напряжённости электрического поля (\mathbf{E}) через замкнутую поверхность:

$$N = \Phi_E = \oint \mathbf{E} d\mathbf{S}, \quad (3.42)$$

где $d\mathbf{S} = dSn$. Этот поток численно равен количеству пересечений силовых линий с поверхностью S :

$$\Phi_E = N = N_{\text{выход}} - N_{\text{вход}}. \quad (3.43)$$

Напомним, что силовые линии в электрическом поле начинаются и заканчиваются только на зарядах, либо уходят в бесконечность.

Поток вектора \mathbf{B} определяется следующим образом:

$$\Phi_B = \oint \mathbf{B} d\mathbf{S}. \quad (3.44)$$

Линии вектора \mathbf{B} строятся по тем же правилам, что и для \mathbf{E} . Отсюда и для магнитного потока справедливо соотношение:

$$\Phi_B = N = N_{\text{выход}} - N_{\text{вход}}. \quad (3.45)$$

Из-за отсутствия магнитных зарядов линии вектора \mathbf{B} не имеют ни начала, ни конца. В результате число пересечений, возникающих при выходе линий \mathbf{B} из объёма, ограниченного некоторой поверхностью S , всегда равно числу пересечений, возникающих при входе линий в этот объём, т.е. поток вектора магнитной индукции для любой замкнутой поверхности равен нулю.

Итак, для любого магнитного поля:

$$\Phi_B = \oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0. \quad (3.46)$$

(3.46) представляет собой теорему Остроградского – Гаусса для вектора \mathbf{B} . Эта теорема аналогична теореме Остроградского – Гаусса в электростатике в случае отсутствия внутри объёма зарядов и соответствует указанному выше факту, что никаких реальных магнитных зарядов не существует.

Напомним для сравнения, что для электрического поля:

$$N = \oint \mathbf{E} d\mathbf{S} = \frac{q}{\varepsilon_0}. \quad (3.47)$$

Поверхностный интеграл в (3.46) можно заменить объёмным, как и в случае электрического поля:

$$\oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = \oint_V \nabla \mathbf{B} dV = 0. \quad (3.48)$$

Уравнение (3.48) должно выполняться для любого произвольно выбранного объёма V . Заметим, что это возможно лишь в случае, когда подынтегральная функция в каждой точке поля равна нулю, т.е.:

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad (3.49)$$

т.е. дивергенция магнитного поля всюду равна нулю. (3.49) представляет собой теорему Остроградского – Гаусса в дифференциальной форме.

Для электрического поля:

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (3.50)$$

Решив вопрос о дивергенции магнитного поля, рассмотрим теперь вопрос о его циркуляции.

В электростатическом поле, как показано выше, разность потенциалов (или электрическое напряжение) можно выразить через напряжённость этого поля:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \mathbf{E} dl, \quad (3.51)$$

причём напряжение не зависит от формы контура и для замкнутого контура всегда равно нулю:

$$\oint \mathbf{E} dl = 0. \quad (3.52)$$

(циркуляция вектора напряжённости электростатического поля всегда равна нулю).

Введём понятие магнитного напряжения вдоль контура L :

$$U_M = \int_L \mathbf{B} d\mathbf{l}. \quad (3.53)$$

В отличие от электрического напряжения в поле неподвижных зарядов, магнитное напряжение зависит от формы контура L и не определяется только положением начальной и конечной точек. Магнитное поле не потенциально. Однозначной разности потенциалов в магнитном поле не существует.

Заметим, что, вообще говоря, магнитное напряжение по замкнутому контуру не равно нулю. Покажем это на примере прямого тока.

Пусть замкнутый контур лежит в плоскости, перпендикулярной току (рис. 3.14, 3.15), т.е. ток перпендикулярен плоскости чертежа и направлен за чертёж.

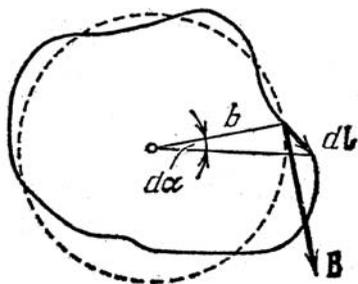


Рис. 3.14. К определению циркуляции вектора \mathbf{B} при обходе по контуру, охватывающему ток

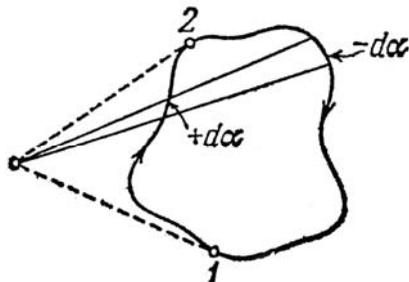


Рис. 3.15. К определению циркуляции вектора \mathbf{B} при условии, что ток не охватывается контуром

3. Магнитное поле

Вектор \mathbf{B} направлен в каждой точке контура по касательной к окружности, проходящей через эту точку, с центром в том месте, где проходит ток.

Произведём некоторые несложные преобразования выражения $\mathbf{B}dl$:

$$\mathbf{B}dl = Bdl \cos \alpha Bdl_B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{b} \cdot b d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot d\alpha, \quad (3.54)$$

где dl_B – проекция dl на \mathbf{B} ; $\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{b}$ – магнитное поле прямого тока.

Найдём циркуляцию вектора \mathbf{B} :

$$\oint \mathbf{B}dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \oint d\alpha. \quad (3.55)$$

При нахождении $\oint d\alpha$ могут иметь место два случая:

1) при обходе по контуру, охватывающему ток (рис. 3.14), радиальная прямая всё время поворачивается в одном направлении (рис. 3.14), поэтому

$$\oint d\alpha = 2\pi; \quad (3.56)$$

2) если ток не охватывается контуром, тогда при обходе по контуру радиальная прямая поворачивается сначала в одном направлении ($I - \alpha - 2$), затем в противоположном направлении ($2 - \alpha' - I$), как показано на рис. 3.15, поэтому

$$\oint d\alpha = 0. \quad (3.57)$$

С учётом выше сказанного получим теорему о магнитном напряжении:

$$\oint \mathbf{B}dl = \mu_0 I, \quad (3.58)$$

где под I понимается ток, охватываемый контуром.

Если контур тока не охватывает, циркуляция вектора \mathbf{B} равна нулю. Знак выражения в (3.58) зависит от направления обхода по контуру (в этом же направлении отсчитывается и угол α):

1) если направление обхода образует с направлением тока праввинтовую систему, то в (3.58) величина положительна;

2) в противном случае величина отрицательна.

3.2. Магнитное поле в веществе

Мы рассмотрели магнитное поле в вакууме. Однако если проводники с током находятся не в вакууме, а в какой-либо другой среде, то магнитное поле изменяется. Это объясняется тем, что всякое вещество является магнетиком, т.е. способно под действием магнитного поля намагничиваться, следовательно, приобретать магнитный момент.

Намагниченное вещество создаёт своё магнитное поле \mathbf{B}' , которое накладывается на внешнее поле \mathbf{B}_0 , обусловленное токами. В итоге получается результирующее поле:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}'. \quad (3.59)$$

Причина намагничивания заключается в том, что во всех веществах существуют как бы мельчайшие электрические токи, замыкающиеся в пределах каждого атома (молекулярные токи).

Если магнетик не намагничен, то он не создаёт магнитное поле. Это значит, что молекулярные токи расположены в нём беспорядочно из-за теплового движения молекул, так что суммарное их действие равно нулю.

При намагничивании магнетика расположение молекулярных токов становится частично или полностью упорядоченным. В результате намагниченный магнетик можно представить себе как систему мельчайших ориентированных токов. Иными словами, каждая молекула может быть представлена в виде элементарного контура с током.

3.2.1. Магнитный момент кругового тока. Вектор намагничения

Каждый элементарный, т.е. замкнутый ток, размеры которого весьма малы по сравнению с расстоянием от них до точки наблюдения, обладает магнитным моментом тока (рис. 3.16):

$$\mathbf{p}_m = IS\mathbf{n} = I\mathbf{S}, \quad (3.60)$$

где I – сила тока, \mathbf{n} – единичный вектор нормали к плоскости витка с током (рис.3.16), S – площадь, обтекаемая током.

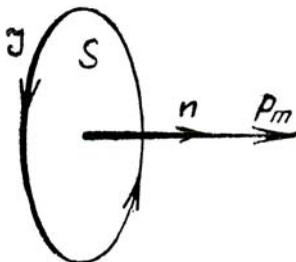


Рис. 3.16. Магнитный момент тока

В (3.60) направление p определяется по правилу буравчика. Магнитный момент тока аналогичен тому, как электрический диполь обладает электрическим дипольным моментом ($p = ql$).

Каждый молекулярный ток в магнетике обладает определённым магнитным моментом, следовательно, и магнетик в целом при намагничивании приобретает магнитный момент. Этот магнитный момент равен векторной сумме моментов всех молекулярных токов. В результате магнитное состояние вещества вполне можно охарактеризовать, задавая магнитный момент каждой единицы объёма данного вещества. Данная величина называется вектором намагничивания:

$$J = \frac{\sum p_m}{V}. \quad (3.61)$$

В (3.61) суммирование производится по всем молекулярным токам в единице объёма.

Вектор намагничивания является основной величиной, характеризующей магнитное состояние вещества. Зная вектор намагничивания в каждой точке какого-либо тела, можно определить и магнитное поле, создаваемое рассматриваемым намагниченным телом.

Если вектор намагничивания одинаков во всех точках магнетика, то намагничение называется однородным. В таком случае (рис. 3.17) при сложении молекулярных токов прилегающие участки их контуров, имеющие противоположные направления токов,

взаимно компенсируются, поэтому остаются только участки кон-
туров токов, примыкающие к поверхности магнетика.

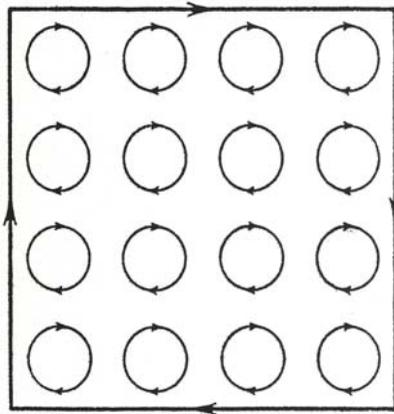


Рис. 3.17. Модель молекулярных токов в однородно намагниченном магнетике и соответствующий им поверхностный ток

Таким образом, действие всех молекулярных токов будет такое же, как действие некоторого поверхностного тока, обтекающего намагниченный магнетик.

Значение этого поверхностного тока определяется значением намагничения J .

Рассмотрим в однородном магнитном поле достаточно длинный цилиндрический стержень. Пусть j_l – линейная плотность поверхностного тока на единицу длины стержня ($j_l = \frac{I}{l}$; $I = j_l l$). Тогда $j_l l$ – полная сила поверхностного тока I , l – длина стержня.

Магнитный момент стержня по величине составит:

$$p_m = j_l l S = j_l V, \quad (3.62)$$

где S – площадь сечения стержня, V – объём стержня.

Из определения намагничения следует:

$$p_m = JV. \quad (3.63)$$

Приравняем правые части (3.62) и (3.63):

$$J = j_1. \quad (3.64)$$

Из (3.63) следует, что при однородном намагничении J даёт непосредственно линейную плотность поверхностного тока магнетика.

Интересно сравнить полученный вывод с вектором поляризации диэлектриков:

$$P_n = \sigma'. \quad (3.65)$$

3.2.2. Напряжённость магнитного поля

Магнитная индукция \mathbf{B} в веществе определяется как внешним магнитным полем, так и магнитным полем, возникающим в веществе:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}'. \quad (3.66)$$

Это аналогично тому, как напряжённость электрического поля в диэлектрике \mathbf{E} определяется полем сторонних и полем поляризационных зарядов:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'. \quad (3.67)$$

Электрическое смещение \mathbf{D} в диэлектрике совпадает с электрическим смещением в вакууме, создаваемым только сторонними зарядами:

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_0. \quad (3.68)$$

Аналогично этому в магнитном поле можно ввести вспомогательную величину \mathbf{H} , называемую в силу исторических причин, напряжённостью магнитного поля, величина которой в магнетике определяется только внешним магнитным полем и не зависит от дополнительного магнитного поля, возникающего в магнетике в результате его намагничения.

Итак, напряжённость магнитного поля будет одна и та же в вакууме и в любом магнетике:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0. \quad (3.69)$$

Таким образом:

\mathbf{B} в магнитном поле аналогична \mathbf{E} в электрическом поле;

\mathbf{H} в магнитном поле аналогична \mathbf{D} в электрическом поле.

Заметим, что изменять установившиеся исторические традиции не стали ещё и потому, что вследствие различной природы элек-

тростатического и магнитного полей (электростатическое поле потенциально, а магнитное поле – соленоидально, т.е. не имеет источников, носит вихревой характер), величины \mathbf{B} и \mathbf{D} обнаруживают много сходства в своём поведении.

Индукцию магнитного поля \mathbf{B} , также как и электростатического поля \mathbf{D} , можно выразить через напряжённость магнитного поля \mathbf{H} :

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J} \quad (3.70)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (3.71)$$

Из (3.70) следует, что размерность намагничения \mathbf{J} совпадает с размерностью B (Тесла): $[\mathbf{J}] = [B] = T$.

В изотропных веществах \mathbf{H} и \mathbf{J} всегда направлены вдоль одной прямой. В таких магнетиках направления \mathbf{B} и \mathbf{H} также одинаковы.

Вектор намагничения принято связывать не с магнитной индукцией, а с напряжённостью поля. Полагают, что для изотропных магнетиков:

$$\mathbf{J} = \kappa \mu_0 \mathbf{H}, \quad (3.72)$$

где κ – магнитная восприимчивость, для сравнения: в электростатическом поле вектор поляризации равен:

$$\mathbf{P} = \kappa \varepsilon_0 \mathbf{E}. \quad (3.73)$$

Подставим (3.72) в (3.70):

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \kappa \mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 (1 + \kappa) \mathbf{H} = \mu_0 \mu \mathbf{H} = \mu \mathbf{B}_0, \quad (3.74)$$

где $(1 + \kappa) = \mu$, μ – магнитная проницаемость вещества; $\mu_0 \mathbf{H} = \mathbf{B}_0$.

В отличие от диэлектрической восприимчивости κ , которая может иметь лишь положительные значения (вектор поляризации \mathbf{P} в изотропном диэлектрике всегда направлен по полю \mathbf{E}), магнитная восприимчивость κ может иметь как положительные, так и отрицательные значения. В результате магнитная проницаемость μ может быть как больше, так и меньше единицы.

Магнитная проницаемость μ , как следует из (3.74), показывает, во сколько раз магнитная индукция в магнетике \mathbf{B} больше магнитной индукции, создаваемой только внешним полем (так как $\mu_0 \mathbf{H} = \mathbf{B}_0$ в вакууме):

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (3.75)$$

3. Магнитное поле

для сравнения в диэлектриках – наоборот, напряжённость электрического поля уменьшается в ε раз по сравнению с внешним полем:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}. \quad (3.76)$$

Как мы уже отмечали, напряжённость магнитного поля определяется только внешним магнитным полем. От среды она не зависит, поэтому в формулы для напряжённости магнитного поля \mathbf{H} не входит величина магнитной проницаемости μ . Иными словами, формулы для \mathbf{H} имеют одинаковый вид как для поля в вакууме, так и для поля в какой-либо другой среде.

При рассмотрении электрического поля мы видели, что силы, действующие на заряды, определяются именно напряжённостью поля \mathbf{E} , а не электрическим смещением \mathbf{D} :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E}. \quad (3.77)$$

Для магнитного поля сила, действующая на токи в магнитном поле, пропорциональна как раз индукции \mathbf{B} , а не напряжённости поля \mathbf{H} :

$$\mathbf{F} = I [d\mathbf{l} \mathbf{B}]. \quad (3.78)$$

Таким образом, мы ещё раз убеждаемся в том, что магнитная индукция \mathbf{B} в магнетиках соответствует напряжённости электрического поля \mathbf{E} в диэлектриках.

В отличие от напряжённости магнитного поля \mathbf{H} , которое имеет одинаковое значение и в вакууме, и в среде, магнитная индукция \mathbf{B} в среде становится, согласно (3.74), равной:

$$\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H} = \mu\mathbf{B}_0,$$

т.е. увеличивается в μ раз по сравнению с индукцией магнитного поля в вакууме.

Вместе с тем, мы видели, что в выражения для силы, действующей на токи в магнитном поле, входит как раз индукция \mathbf{B} . По этой причине при возрастании индукции \mathbf{B} в μ раз во столько же раз возрастают механические силы. Таким образом, механические действия магнитного поля на электрические токи при переходе от вакуума к магнетику изменяются. Так, например, сила, действующая на провод с током в магнитном поле внутри магнетика:

$$dF = I [dl \mathbf{B}] = I\mu\mu_0 [dl \mathbf{H}]. \quad (3.79)$$

Запишем теорему о магнитном напряжении для напряжённости магнитного поля:

а) для индукции:

$$\oint \mathbf{B} dl = \mu_0 I; \quad \mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}_0, \quad (3.80)$$

где \mathbf{B} – индукция магнитного поля в вакууме;

б) для напряжённости:

$$\oint \mathbf{H} dl = I; \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0. \quad (3.81)$$

В таком виде эта теорема остаётся без изменения и в вакууме, и в веществе.

Применим эту теорему для вычисления напряжённости магнитного поля тороида и соленоида.

Тороид – представляет собой тонкий провод, плотно (виток к витку) намотанный на каркас в форме тора; это система одинаковых круговых токов, центры которых расположены по окружности (рис. 3.18).

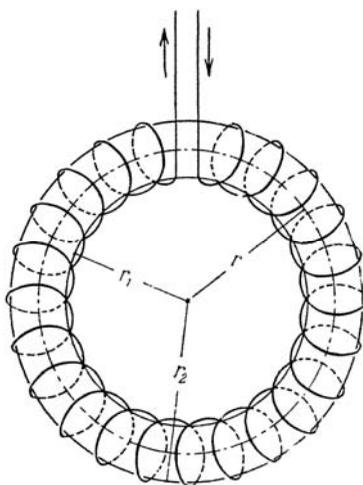


Рис. 3.18. Тороидальная катушка

Многочисленные опыты показали, что во внешней части пространства на рамку с током силы не действуют, т.е. магнитное поле тороида сосредоточено в его внутренней части. Поле внутри тороида считают однородным, если длина тороида велика по сравнению с его поперечным сечением.

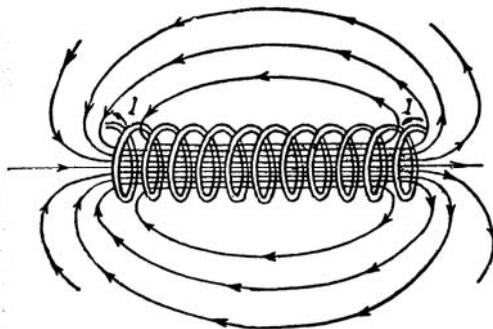


Рис. 3.19. Соленоид

Соленоид (рис. 3.19) представляет собой цилиндрическую поверхность, на которую намотан проводник с идущим по нему током. Во внутренней части соленоида поле можно считать однородным. Во внешней (относительно соленоида) части пространства магнитное поле значительно лишь вблизи концов соленоида, а при удалении от его концов магнитное поле быстро ослабевает.

Рассмотрим подробнее поля внутри тороида и соленоида.

1. Тороидальная катушка.

Вычислим напряжённость поля внутри тороидальной катушки. Из соображений симметрии очевидно, что напряжённость H одинакова во всех точках окружности, центр которых совпадает с центром тороида. В результате магнитное напряжение вдоль этой окружности равно $H \cdot 2\pi r$. Рассматриваемая окружность охватывает все витки катушки. Если полное число витков катушки – N , а сила тока в ней – I , то наша окружность охватывает ток силы NI . Согласно теореме о магнитном напряжении:

$$H \cdot 2\pi r = NI \quad (3.82)$$

$$H = \frac{NI}{2\pi r}. \quad (3.83)$$

2. Соленоид.

Будем теперь неограниченно увеличивать радиус тороида. Любой отрезок тороида перейдёт при этом в прямую катушку или соленоид (рис. 3.19).

Напряжённость поля внутри соленоида можно найти из формулы (3.83). Поскольку

$$\frac{N}{2\pi r} = n, \quad (3.84)$$

где n – число витков на единицу длины катушки, найдём:

$$H = nI, \quad (3.85)$$

т.е. напряжённость магнитного поля в достаточно длинном соленоиде равна произведению силы тока на единицу длины катушки. Это произведение называется числом Ампер-витков на метр (А-в/м).

3.2.3. Виды магнетиков

В зависимости от знака и величины магнитной восприимчивости (χ) и от значения магнитной проницаемости $\mu = (1 + \chi)$ все магнетики подразделяются на три группы:

1) диамагнетики, у которых χ отрицательна и $\mu < 1$ ($\chi_{\text{км}} \sim 10^{-8} - 10^{-7} \text{ м}^3/\text{кмоль}$);

2) парамагнетики, у которых χ положительна и $\mu > 1$ ($\chi_{\text{км}} \sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ м}^3/\text{кмоль}$);

3) ферромагнетики, у которых χ положительна и достигает очень больших значений ($\chi_{\text{км}} \sim 10^3 \text{ м}^3/\text{кмоль}$) и $\mu \gg 1$.

Кроме того, для ферромагнетиков $\chi = \chi(H)$ (в отличие от диа- и парамагнетиков, для которых χ не зависит от H).

Мы знаем, что намагниченность (или вектор намагничения) \mathbf{J} в изотропных веществах составляет:

$$\mathbf{J} = \chi\mu_0\mathbf{H}. \quad (3.86)$$

В изотропных веществах поэтому вектор намагничения \mathbf{J} может как совпадать по направлению с \mathbf{H} (как это имеет место у парамагнетиков и ферромагнетиков, где $\kappa > 0$), так и быть направленным в противоположную сторону (у диамагнетиков, где $\kappa < 0$).

Для сравнения, у изотропных диэлектриков вектор поляризации \mathbf{P} всегда направлен в ту же сторону, что и \mathbf{E} ($\mathbf{P} = \epsilon_0 \kappa_E \mathbf{E}$, так как $\kappa_E > 0$ всегда).

3.2.4. Природа молекулярных токов

Для объяснения намагничения вещества мы положим в основу представление о том, что внутри атомов и молекул существуют замкнутые электрические токи (молекулярные токи).

Природа молекулярных токов стала понятной после того, как опытами Резерфорда было установлено, что атомы всех веществ состоят из положительно заряженного ядра и движущихся вокруг него отрицательно заряженных электронов.

Движение электронов в атомах подчиняется квантовым законам, в частности, понятие траектории к электронам, движущимся в атоме, не применимо.

Вместе с тем, диамагнетизм удаётся объяснить, пользуясь простейшей моделью датского физика Нильса Бора. Согласно модели Бора, электроны в атомах движутся по стационарным круговым орбитам.

Такие электроны, обращающиеся по орбитам, представляют собой замкнутые электрические токи, поэтому естественно предположить, что именно они являются молекулярными токами, ответственными за намагничивание вещества.

Электрону присущи заряд и масса, поэтому каждый электрон, движущийся по орбите, обладает:

- 1) магнитным моментом, как и всякий замкнутый ток;
- 2) механическим моментом импульса, или вращательным моментом, т.е. подобен волчку или гироскопу.

Пусть электрон движется со скоростью v по орбите радиусом r . Через площадку, расположенную в любом месте на пути электрона

переносится в единицу времени заряд eV , где e – заряд электрона, V – число оборотов в секунду. Таким образом, движущийся по орбите электрон, образует круговой ток силы

$$I = eV. \quad (3.87)$$

Поскольку заряд электрона отрицателен, направление движения электрона и направление тока противоположны.

Магнитный момент создаваемого электроном тока, составляет:

$$p_m = ISn \quad (3.88)$$

$$p_m = IS = eV\pi r^2 = \frac{e(2\pi rV) \cdot r}{2} = \frac{evr}{2}, \quad (3.89)$$

где $v = 2\pi rV$ – скорость движения электрона ($\omega = 2\pi V$; $v = \omega r$).

Момент p_m обусловлен движением электрона по орбите, вследствие чего называется орбитальным магнитным моментом электрона.

Направление вектора p_m образует с направлением тока праввинтовую систему (обычное правило буравчика), а с направлением движения электрона – левовинтовую систему.

Момент импульса движущегося по орбите электрона составляет:

$$M = mvr. \quad (3.90)$$

M называется орбитальным механическим моментом электрона. Его направление образует с направлением электрона праввинтовую систему. Таким образом, направления векторов p_m и M противоположны (рис. 3.20).

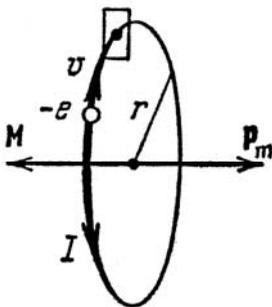


Рис. 3.20. Орбитальные магнитный и механический моменты

3. Магнитное поле

Отношение магнитного момента элементарной частицы к её механическому моменту называется магнитомеханическим (или гиромагнитным) отношением. Для электрона:

$$\frac{p_m}{M} = -\frac{e}{2m}, \quad (3.91)$$

где m – масса электрона. Знак минус указывает на то, что направления моментов противоположны.

Кроме орбитальных моментов электрон обладает собственными механическим (M_S) и магнитным (p_{mS}) моментами, для которых магнитомеханическое соотношение

$$\frac{p_{mS}}{M_S} = -\frac{e}{m}. \quad (3.92)$$

Существование собственных моментов электрона первоначально пытались объяснить, рассматривая электрон как заряженный шарик, вращающийся вокруг своей оси. В соответствии с этим собственный механический момент электрона получил название «спин» (от английского to spin – вращаться). Вскоре, однако, обнаружилось, что такое представление приводит к ряду противоречий, поэтому от гипотезы о «вращающемся» электроны пришлось отказаться. В настоящее время принимается, что собственный механический момент (спин) и связанный с ним собственный (спиновый) магнитный момент являются такими же неотъемлемыми свойствами электрона, как его масса и заряд.

Магнитный момент атома складывается из орбитальных и собственных моментов электронов, входящих в его состав, а также из магнитного момента ядра. Магнитный момент ядра обусловлен магнитными моментами элементарных частиц, входящих в состав ядра, – протонов и нейтронов.

Магнитный момент ядра значительно меньше моментов электронов, поэтому часто им пренебрегают и считают, что магнитный момент атома равен векторной сумме магнитных моментов электронов.

3.2.5. Диамагнетизм и парамагнетизм

Как указывалось выше, электрон, движущийся по орбите, подобен волчку (или гироскопу). Заметим, что гироскоп – массивное симметричное тело, вращающееся с большой скоростью вокруг оси симметрии (или оси гироскопа). Понятно, что электрону должны быть свойственны все особенности поведения гироскопов под действием внешних сил. Так, например, при соответствующих условиях должна возникать прецессия электронной орбиты, т.е. в поле внешних сил ось гироскопа с неподвижной точкой поворачивается вокруг вертикали, описывая конус.

Пусть атом находится во внешнем магнитном поле индукции \mathbf{B} . Электрон ($-e$), двигаясь по орбите, обладает орбитальным магнитным моментом \mathbf{p}_m и орбитальным механическим моментом \mathbf{M} .

На орбиту вращающегося электрона будет действовать вращательный момент:

$$\mathbf{N} = [\mathbf{p}_m, \mathbf{B}] \quad (3.93)$$

$$N = p_m B \sin \alpha. \quad (3.94)$$

Указанный вращательный момент стремится установить орбитальный магнитный момент электрона \mathbf{p}_m по направлению поля. При этом механический момент \mathbf{M} установится против поля.

Под действием момента \mathbf{N} векторы \mathbf{p}_m и \mathbf{M} совершают прецессию вокруг направления вектора магнитной индукции \mathbf{B} , скорость которой нетрудно определить.

Действительно, за время dt вектор \mathbf{M} получает приращение $d\mathbf{M}$ под действием момента \mathbf{N} :

$$d\mathbf{M} = \mathbf{N} dt \quad (3.95)$$

$$\mathbf{N} = \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad (3.96)$$

(3.96) – уравнение моментов.

Вектор $d\mathbf{M}$ параллелен вектору \mathbf{N} (рис. 3.21), следовательно, так же, как и вектор \mathbf{N} , перпендикулярен к плоскости, проходящей через векторы \mathbf{B} и \mathbf{M} .

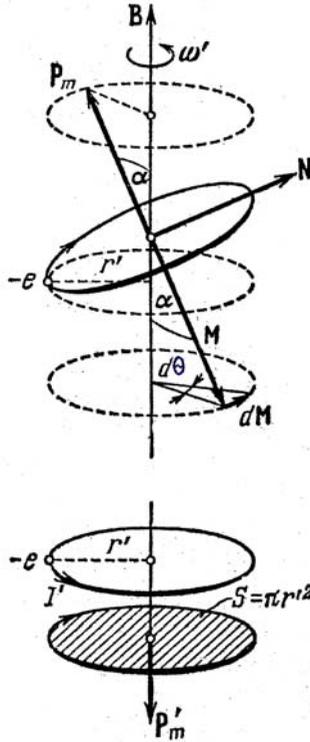


Рис. 3.21. К объяснению диамагнетизма

Его модуль равен:

$$dM = p_m B \sin \alpha dt, \quad (3.97)$$

где α – угол между p_m и B .

Поскольку вектор M получит приращение dM за время dt , то момент импульса электрона M через время dt составит:

$$M' = M + dM, \quad (3.98)$$

т.е. ось «гироскопа» или ось электронной орбиты займёт через время dt новое положение: она повернётся, а вместе с ней и плоскость, в которой лежит вектор M , повернётся вокруг направления B на угол $d\theta$ (на такой же угол повернётся и вектор N):

$$d\theta = \frac{dM}{M \sin \alpha} = \frac{Ndt}{M \sin \alpha} = \frac{p_m B \sin \alpha}{M \sin \alpha} = \frac{p_m}{M} B dt. \quad (3.99)$$

Найдём угловую скорость прецессии:

$$\omega_L = \frac{d\theta}{dt} = \frac{p_m}{M} B = \frac{eB}{2m}, \quad (3.100)$$

так как $\frac{p_m}{M} = \frac{e}{2m}$.

Частоту ω_L называют ларморовой частотой или частотой ларморовой прецессии. Она одинакова для всех электронов, входящих в состав атома, поскольку не зависит ни от угла наклона орбиты по отношению к направлению магнитного поля, ни от радиуса орбиты, ни от скорости электрона.

Теорема Лармора: действие магнитного поля на движущийся электрон заключается в наложении на первоначальное движение равномерного вращения вокруг направления внешнего магнитного поля. Иными словами, прецессия орбиты обуславливает дополнительное движение электрона вокруг направления поля. Заметим, что прецессия – это явление, при котором момент импульса тела меняет своё направление в пространстве под действием момента внешней силы.

Если бы расстояние r' электрона от параллельной \mathbf{B} оси, проходящей через центр орбиты, не изменялось, дополнительное движение электрона происходило бы по окружности радиусом r' (не заштрихованная область на рис. 3.21).

Ему соответствовал бы круговой ток (заштрихованная окружность на рис. 3.21):

$$I' = e \cdot \left(\frac{\omega_L}{2\pi} \right), \quad (3.101)$$

магнитный момент которого направлен в сторону, противоположную \mathbf{B} (рис. 3.21):

$$p'_m = I'S' = e \frac{\omega_L}{2\pi} \pi (r')^2 = e \frac{\omega_L}{2} (r')^2, \quad (3.102)$$

где $\frac{\omega_L}{2\pi}$ – частота ν .

Вышесказанное позволяет сделать следующие выводы:

1) под действием внешнего магнитного поля происходит прецессия электронных орбит с одинаковой для всех электронов угловой скоростью (ω_L);

2) обусловленное прецессией дополнительное движение электронов приводит к возникновению индуцированного магнитного момента атома, направленного против поля;

3) внешнее поле не вызывает непосредственно переориентировки электронных орбит, но только их прецессию; если, однако, имеются какие-либо причины, тормозящие прецессию, например, соударения с соседними атомами, то электронная орбита будет постепенно изменять свою ориентировку и будет стремиться, в конце концов, установиться таким образом, чтобы магнитный момент орбиты оказался параллельным магнитному полю.

Как уже указывалось выше, атом в целом представляет собой совокупность электронов, поэтому его магнитный и механический моменты являются векторными суммами моментов отдельных электронов. При этом могут представиться два случая:

1) магнитный момент атома в целом не равен нулю, т.е. атом обладает магнитным моментом;

2) магнитный момент атома равен нулю, т.е. равна нулю векторная сумма орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов атома – атом не обладает магнитным моментом.

Ларморова прецессия возникает у всех веществ, однако для веществ, атомы которых обладают магнитным моментом, и для веществ, атомы которых магнитным моментом не обладают, поведение в магнитном поле различно.

1) **Парамагнетизм.** В веществах, атомы которых обладают магнитными моментами уже в отсутствие внешнего магнитного поля:

а) пока отсутствует магнитное поле, атомы совершают беспорядочное тепловое движение, а их моменты ориентированы в пространстве также беспорядочно; тело, таким образом, не намагничено;

б) в магнитном поле магнитные моменты атомов ориентируются преимущественно в направлении поля и, кроме того, возникает индуцированный момент (p'_m), направленный против поля; возникающий при этом результирующий момент складывается из двух:

- положительного, направленного по полю момента, за счёт ориентации магнитных моментов атомов по полю;
- индуцированного отрицательного момента.

При этом, положительный момент оказывается значительно больше, чем отрицательный индуцированный момент, поэтому результирующий момент оказывается положительным, направленным по полю.

В данном случае вещество ведёт себя как парамагнетик.

2) **Диамагнетизм.** Диамагнетизм обнаруживают только те вещества, у которых атомы не обладают магнитным моментом. У этих веществ намагничение обусловлено возникающим в магнитном поле за счёт ларморовой прецессии индуцированным магнитным моментом, направленным против поля.

Таким образом, и вектор намагничения направлен в парамагнетиках – по полю, в диамагнетиках – против поля.

3.2.6. Ферромагнетизм

Ферромагнетики – это вещества, способные обладать намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля. Примерами таких веществ являются железо (*ferrum* – железо), никель, кобальт некоторые другие вещества, а также их сплавы и соединения. Ферромагнетизм присущ этим веществам только в кристаллическом состоянии. Ферромагнетики обладают рядом особенностей:

1) ферромагнетики – сильномагнитные вещества; их намагниченность (J) в огромное число раз (до 10^{10}) превосходит намагниченность диамагнетиков и парамагнетиков, принадлежащих к категории слабомагнитных веществ;

2) у ферромагнетиков наблюдается сложная зависимость намагниченности (J) от напряжённости (H), тогда как намагничен-

ность слабомагнитных веществ изменяется линейно с изменением напряжённости поля:

$$J = \chi\mu_0 H \quad (3.103)$$

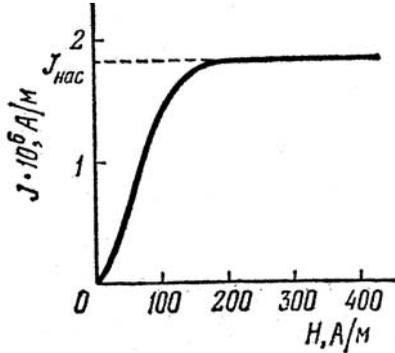


Рис. 3.22. Кривая намагничения ферромагнетика

На рис. 3.22 нулевая или основная кривая намагничения ферромагнетика, магнитный момент которого первоначально был равен нулю, однако уже в полях примерно нескольких эрстед (~ 100 А/м) намагничённость (J) достигает насыщения:

$$B = \mu_0 H + J. \quad (3.104)$$

3) для ферромагнетиков характерно наличие гистерезиса (от греческого слова *hysteresis* – отставание, запаздывание).

Доведём намагничение до насыщения (точка 1 на рис. 3.23), после чего начнём уменьшать напряжённость H . Индукция при этом пойдёт не по кривой 0 – 1, а по кривой 1 – 2. В результате при $H = 0$ остаточная индукция $B = B_r$. Намагничённость при этом $J = J_r$ является остаточной намагничённостью.

$B = 0$ при $H = H_c$, где H_c – коэрцитивная сила (от латинского слова *coercito* – «удерживание»). Существование остаточной намагничённости даёт возможность изготавливать постоянные магниты, т.е. тела, которые без затрат энергии на поддержание макроскопических токов обладают магнитным моментом и создают в окружающем их пространстве магнитное поле.

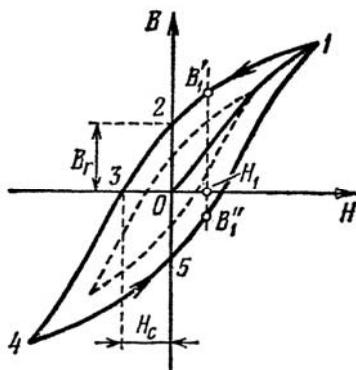


Рис. 3.23. Петля гистерезиса

Постоянный магнит тем лучше сохраняет свои свойства, чем больше коэрцитивная сила материала, из которого он изготовлен. Если H_c велика, то ферромагнетик называется жёстким и используется для постоянных магнитов. Если H_c мала, то ферромагнетик называется мягким и используется для сердечников трансформаторов.

Основы теории ферромагнетизма были созданы в 1928 г. советским учёным Я.И. Френкелем и немецким учёным В.К. Гейзенбергом. Из их опытов следует, что ответственными за магнитные свойства ферромагнетиков являются собственные (спиновые) магнитные моменты электронов. При определённых условиях в кристаллах могут возникать силы, называемые обменными, которые заставляют магнитные моменты электронов выстраиваться параллельно друг другу. В результате возникают области спонтанного (самопроизвольного) намагничивания, которые называются доменами.

В пределах каждого домена ферромагнетик спонтанно намагничён до насыщения и обладает определённым магнитным моментом. Направления этих моментов для разных доменов различны, так что в отсутствие внешнего поля суммарный момент всего тела равен нулю. Размеры доменов составляют примерно 1–10 мкм.

Действие поля на домены на разных стадиях процесса намагничивания оказывается различным:

1) вначале, при слабых полях, наблюдается смещение границ доменов (увеличение энергетически более выгодных доменов, т.е.

тех, у которых угол между \mathbf{p}_m и \mathbf{H} меньше); эти домены как бы «поедают» домены с большими углами (\mathbf{p}_m , \mathbf{H}); например, домены 1 и 3 (рис. 3.24) увеличиваются за счёт доменов 2 и 4;

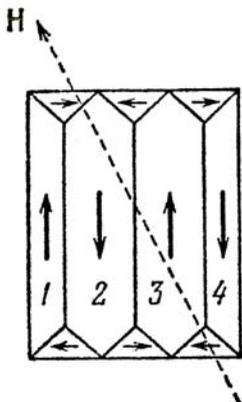


Рис. 3.24. Домены

2) с увеличением напряжённости поля этот процесс идёт всё дальше и дальше, пока домены с меньшими θ (они обладают в магнитном поле меньшей энергией) не поглотят энергетически менее выгодные домены;

3) на следующей стадии имеет место поворот магнитных моментов доменов в направлении поля; при этом моменты электронов в пределах домена поворачиваются одновременно, без нарушения их строгой, параллельной друг другу ориентации. Эти процессы являются необратимыми, что и служит причиной гистерезиса. Для каждого ферромагнетика имеется определённая температура T_c , при которой области спонтанного намагничивания распадаются, и вещество утрачивает свои ферромагнитные свойства. Эта температура называется точкой Кюри (в честь французского учёного Пьера Кюри). Для железа $T_c = 768^\circ\text{C}$. При температурах выше точки Кюри ферромагнетик становится обычным парамагнетиком. При охлаждении ферромагнетика ниже точки Кюри в нём снова возникают домены, т.е. вещество снова становится ферромагнетиком.

4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

Мы видели, что электрические токи создают вокруг себя магнитное поле. Однако наблюдается и обратное явление – магнитное поле вызывает появление электрических токов.

В 1831 г. Фарадей обнаружил, что в замкнутом проводящем контуре при изменении потока магнитной индукции через поверхность, ограниченную этим контуром, возникает электрический ток.

$$\Phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{S} = \int B dS \cos \alpha, \quad (4.1)$$

где

$$d\mathbf{S} = dS \cdot \mathbf{n} \quad (4.2)$$

Это явление называется электромагнитной индукцией, а возникающий ток – индукционным током.

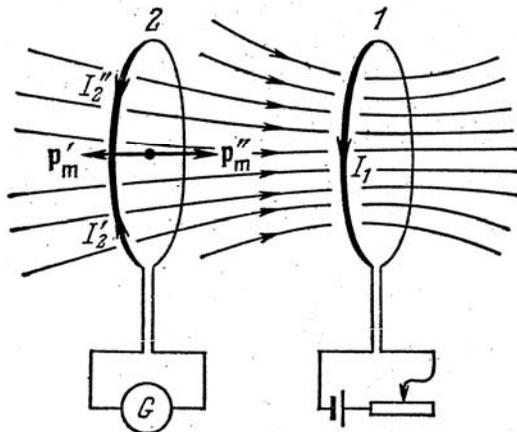


Рис. 4.1. К явлению электромагнитной индукции

Явление электромагнитной индукции говорит о том, что при изменениях магнитного потока в контуре возникает эдс индукции (\mathcal{E}_i). Величина \mathcal{E}_i не зависит от способа изменения магнитного

потока Φ и определяется лишь скоростью его изменения, т.е. значением $d\Phi/dt$. При изменении знака $d\Phi/dt$ направление E_i также меняется.

Российский физик Э.Х. Ленц установил правило, позволяющее найти направление индукционного тока. Правило Ленца: индукционный ток всегда направлен так, чтобы противодействовать причине, его вызывающей. Приведём пример. Пусть имеются два контура (рис. 4.1) и пусть оба контура неподвижны.

Ток в контуре 2 индуцируется путём изменения тока I_1 в контуре 1, т.е. в этом случае возникает ток I_2 , причём такого направления, что создаваемый им собственный магнитный поток стремится ослабить изменения внешнего потока, приведшие к появлению индукционного тока. Иными словами:

а) при увеличении тока в первом контуре (I_1), т.е. при возрастании внешнего магнитного потока, направленного вправо, возникает ток (I'_2), создающий поток, направленный влево;

б) при уменьшении же тока I_1 возникает ток I_2'' , собственный магнитный поток которого направлен так же, как и внешний поток, и, следовательно, стремится поддержать внешний поток неизменным.

4.1. Электродвижущая сила индукции

Возьмём контур с подвижной перемычкой длиной l (рис. 4.2). Поместим его в однородное магнитное поле, перпендикулярное плоскости контура (т.е. направлено за чертёж). Приведём перемычку в движение со скоростью v . В этом случае носители тока (электроны) в перемычке начнут перемещаться относительно поля с той же скоростью v . Таким образом, на каждый электрон начнёт действовать магнитная сила, направленная вдоль перемычки:

$$F_{\parallel} = -e[\mathbf{v}\mathbf{B}]. \quad (4.3)$$

Знак «минус» в (4.3) связан с тем, что заряд электрона отрицательный. Из-за знака «минус» направление силы противоположно направлению векторного произведения.

Известно, что сила электрического поля равна:

$$F = qE. \quad (4.4)$$

Сравнивая эти две силы, мы видим, что действие этой силы эквивалентно действию на электрон электрического поля, имеющего напряжённость E :

$$E = [vB]. \quad (4.5)$$

Это поле не электростатического происхождения (т.е. представляет собой как бы поле сторонних сил). Циркуляция вектора напряжённости этого поля даёт величину электродвижущей силы (эдс), индуцируемой в контуре:

$$E_i = \oint E dl = \oint [vB] dl = \int_1^2 [vB] dl, \quad (4.6)$$

поскольку подынтегральная функция не равна нулю только на участке 1–2 (рис. 4.2).

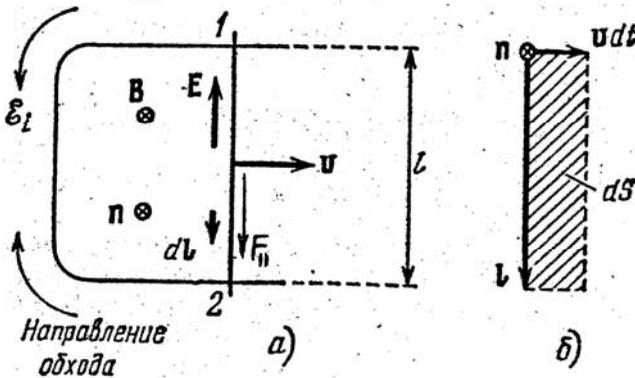


Рис. 4.2. К выводу формулы для эдс индукции

Будем считать эдс (E_i) положительной, если её направление образует правовинтовую систему с направлением нормали к контуру:

$$E_i = [vB] \int_1^2 dl = [vB] l. \quad (4.7)$$

В (4.7) осуществим циклическую перестановку сомножителей, после чего разделим и умножим выражение в правой части на dt :

$$\mathcal{E}_i = [\mathbf{v}\mathbf{B}]\mathbf{l} = \mathbf{B}[\mathbf{l}\mathbf{v}] = \frac{\mathbf{B}[\mathbf{l}, \mathbf{v}dt]}{dt}. \quad (4.8)$$

На рис. 4.2 показано, что

$$[\mathbf{l}, \mathbf{v}dt] = -ndS, \quad (4.9)$$

где выражение в левой части имеет знак, определяемый по правилу векторного произведения – вектор векторного произведения в левой части направлен противоположно нормали; dS – приращение площади контура за время dt .

По определению потока:

$$\mathbf{B}dS = \mathbf{B}ndS = d\Phi, \quad (4.10)$$

где $d\Phi$ – приращение потока через контур.

$$\mathbf{B}[\mathbf{l}\mathbf{v}dt] = -\mathbf{B}ndS = -d\Phi \quad (4.11)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \oint \mathbf{E}d\mathbf{l} = \mathcal{E}_i. \quad (4.12)$$

Итак, эдс и Φ имеют противоположные знаки. Знак потока и знак \mathcal{E}_i связаны с выбором направления нормали к плоскости рисунка (рис. 4.2). При сделанном нами выборе \mathbf{n} $d\Phi/dt > 0$, $\mathcal{E}_i < 0$. Если же \mathbf{n} направить к нам, то будет $d\Phi/dt < 0$, $\mathcal{E}_i > 0$.

В нашем примере $d\Phi/dt > 0$, так как направления \mathbf{B} и \mathbf{n} совпадают, т.е. $\cos \alpha = 1$, поскольку $\alpha = 0$; $\mathcal{E}_i < 0$, как следует из рис. 4.2, так как \mathcal{E}_i не образует с направлением нормали правовинтовую систему (при выбранном положении нормали для вычисления циркуляции нужно обходить контур по часовой стрелке, поскольку направление нормали образует правовинтовую систему с направлением обхода контура и соответственно выбирать направление векторов $d\mathbf{l}$).

Единицей потока магнитной индукции в системе СИ является Вебер (Вб). При скорости изменения потока, равной 1 Вб/с, в контуре индуцируется эдс, равная 1 В.

В связи с тем, что изменяющееся поле создаёт эдс и ток, магнитные силы играют здесь роль сторонних сил.

При рассмотрении магнитной силы ($F = e[vB]$) мы говорим, что магнитная сила не может совершить работу над зарядом, так как эта сила перпендикулярна скорости передвижения заряда. Здесь же у нас получается вроде бы противоречие: эдс вызывается магнитными силами, но эдс – это работа при перемещении единичного заряда, совершаемая этими сторонними (магнитными) силами. Данная эдс, т.е. эта работа, не равна нулю.

Указанное противоречие устраняется, если учесть, что эта сила в данном примере – не полная магнитная сила, действующая на электрон, а параллельная проводу составляющая этой силы, обусловленная скоростью v .

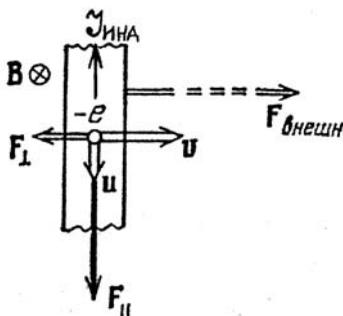


Рис. 4.3. Составляющие полной магнитной силы и внешняя сила

Под действием этой составляющей электрон приходит в движение вдоль провода со скоростью u (при этом индукционный ток имеет направление, противоположное скорости u), в результате чего возникает перпендикулярная к проводу (рис. 4.3) составляющая магнитной силы:

$$F_{\perp} = -e[uB]. \quad (4.13)$$

Как следует из (4.13), указанная сила направлена противоположно направлению векторного произведения, о чём свидетельствует знак «минус». Эта составляющая не вносит вклад в циркуляцию, так как она перпендикулярна dl . Полная магнитная сила, действующая на электрон равна:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\parallel} + \mathbf{F}_{\perp} \quad (4.14)$$

Покажем, что работа этой силы равна нулю. Действительно, работа данной силы над электроном за время dt составляет:

$$\begin{aligned} dA &= \mathbf{F}_{\parallel} \mathbf{u} dt + \mathbf{F}_{\perp} \mathbf{v} dt = \mathbf{F}_{\parallel} \mathbf{u} dt - \mathbf{F}_{\perp} \mathbf{v} dt = \\ &= (evB) \mathbf{u} dt - (euB) \mathbf{v} dt = 0, \end{aligned} \quad (4.15)$$

где $\mathbf{u} dt = d\mathbf{l}$, $\mathbf{v} dt = d\mathbf{l}$.

Заметим, что направления векторов \mathbf{F}_{\parallel} и \mathbf{u} одинаковы, а векторов \mathbf{F}_{\perp} и \mathbf{v} – противоположны. Так как сила \mathbf{F}_{\perp} направлена противоположно скорости перемычки \mathbf{v} , то, чтобы перемычка перемещалась с постоянной скоростью \mathbf{v} , к ней следует приложить внешнюю силу $\mathbf{F}_{\text{внешн}}$, уравнивающую сумму сил \mathbf{F}_{\perp} , приложенных ко всем электронам, содержащимся в перемычке.

За счёт работы этой силы и будет возникать энергия, выделяемая в контуре индуцированным током.

Таким образом, закон Ленца вытекает из закона сохранения энергии. Действительно, индукционные токи, как и всякий электрический ток, производят определённую работу. Это, однако, означает, что при движении замкнутого проводника в магнитном поле должна быть произведена дополнительная работа внешних сил.

Эта работа и возникает потому, что индукционные токи, взаимодействующие с магнитным полем, вызывают силы, направленные противоположно движению, т.е. препятствующие этому движению.

Данное объяснение возникновения эдс индукции относится к случаю, когда магнитное поле постоянно, а изменяется геометрия контура.

Вместе с тем, магнитный поток через контур может изменяться и за счёт изменения \mathbf{B} (так как $\Phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{S}$, т.е. при изменении Φ может меняться либо S , либо \mathbf{B}). В этом случае объяснение возникновения эдс оказывается в принципе другим:

– изменяющееся во времени магнитное поле порождает вихревое электрическое поле \mathbf{E} ;

– под действием поля E носители тока в проводнике приходят в движение – возникает индуцированный ток.

Заметим, что формула для эдс индукции получается такая же, как и приведённая выше.

Эдс, индуцируемая в сложном контуре

Пусть контур, в котором индуцируется эдс, состоит из N витков, например, это – соленоид. Поскольку витки соединены между собой последовательно, \mathcal{E}_i будет равна сумме эдс, индуцируемых в каждом из витков в отдельности:

$$\mathcal{E}_i = -\sum \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(\sum \Phi), \quad (4.16)$$

где

$$\psi = \sum \Phi. \quad (4.17)$$

В (4.17) пси – полный магнитный поток или потокосцепление.

Если поток, пронизывающий каждый из витков, одинаков, то:

$$\psi = N\Phi. \quad (4.18)$$

Эдс, индуцируемая в сложном контуре:

$$E_i = -\frac{d\psi}{dt}. \quad (4.19)$$

4.2. Явление самоиндукции

Электрический ток, текущий в любом контуре, создаёт пронизывающий этот контур магнитный поток ψ . Если ток I изменяется, то изменяется и ψ , в результате чего в контуре индуцируется эдс. Это явление называется самоиндукцией.

По закону Био – Савара:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{[d\mathbf{r}]}{r^3}, \quad (4.20)$$

т.е. магнитная индукция B пропорциональна силе тока, вызвавшего поле. Понятно поэтому, что ток в контуре и создаваемый им полный магнитный поток ψ через контур пропорциональны друг другу:

$$\psi = LI, \quad (4.21)$$

где L – индуктивность контура (она зависит от геометрии контура, т.е. от его размеров и формы, а также от магнитных свойств среды μ). Для жёсткого контура и в случаях, когда поблизости нет ферромагнетиков, индуктивность L является постоянной величиной.

За единицу индуктивности в системе СИ принимается индуктивность такого проводника, у которого при силе тока в нём в 1А возникает сцеплённый с ним полный поток ψ , равный 1 Вб. Эта единица называется Генри (Гн) и получила название в честь американского физика Джозефа Генри:

$$[L] = 1 \text{ Гн}; 1 \text{ Гн} = 1 \text{ Вб/м.}$$

Рассмотрим индуктивность соленоида. С этой целью возьмём соленоид большой длины, в котором при протекании тока I возбуждается однородное магнитное поле индукции B :

$$B = \mu_0 \mu n I. \quad (4.22)$$

Полный поток, сцеплённый с соленоидом, составит, согласно (4.18) и (4.21):

$$\psi = N\Phi = nlBS = \mu_0 \mu n^2 l S I = LI, \quad (4.23)$$

где $\Phi = BS$ – поток через каждый виток; l – длина соленоида; S – площадь поперечного сечения; n – число витков на единицу длины; $N = nl$ – полное число витков. Понятно, что индуктивность соленоида составляет:

$$L = \mu_0 \mu n^2 l S. \quad (4.24)$$

Из (4.24) можно найти размерность μ_0 :

$$[\mu_0] = \frac{[L]}{[n^2][lS]} = \frac{\Gamma}{\text{м}^{-2} \cdot \text{м} \cdot \text{м}^2} = \frac{\Gamma}{\text{м}}.$$

При изменениях силы тока в контуре возникает эдс самоиндукции E_S , равная:

$$E_S = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -\left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt} \right). \quad (4.25)$$

Если при изменениях силы тока индуктивность остаётся постоянной (при отсутствии ферромагнетиков), то $\frac{dL}{dt} = 0$, поэтому (4.25) приобретает вид:

$$\mathcal{E}_S = -L \frac{dI}{dt}. \quad (4.26)$$

Знак «минус» обусловлен правилом Ленца, по которому индукционный ток направлен так, чтобы противодействовать причине, его вызывающей.

Интересен вопрос изменения тока в цепи при её замыкании и размыкании. Дополнительные токи, возникающие в цепи за счёт самоиндукции, по правилу Ленца всегда направлены так, чтобы противодействовать изменениям тока в цепи. Это приводит к тому, что установление тока при замыкании цепи и убывании тока при размыкании цепи происходит не мгновенно, а постепенно (рис. 4.4).

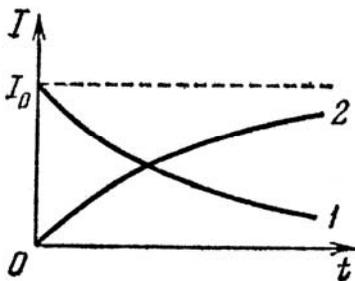


Рис. 4.4. Убывание и возрастание силы тока при размыкании (1) и замыкании (2) цепи

Строго говоря, сила тока после размыкания цепи представляется выражением:

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}. \quad (4.27)$$

Выражение (4.27), как и рис. 4.3 (кривая 1), показывает, что сила тока в цепи после её размыкания не мгновенно обращается в

нуль, а убывает по экспоненциальному закону. В (4.27) $\frac{L}{R} = \tau$, где τ – постоянная, представляющая собой время релаксации, равная времени, в течение которого после размыкания цепи сила тока уменьшается в e раз:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (4.28)$$

Иными словами, величина τ определяет скорость убывания силы тока после размыкания цепи.

После замыкания цепи, т.е. после подключения источника эдс, ток возрастает во времени так, как показано на рис. 4.4 (кривая 2), чему соответствует выражение:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{Rt}{L}} \right). \quad (4.29)$$

4.3. Энергия магнитного поля

При замкнутой цепи в соленоиде течёт ток I , который обуславливает магнитное поле, сцеплённое с витками соленоида (рис. 4.5).

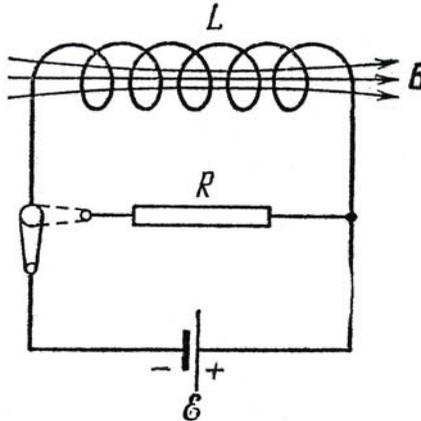


Рис. 4.5. К вычислению работы, совершаемой в цепи за время исчезновения магнитного поля (при размыкании цепи)

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

Работа, совершаемая этим током за время dt , составит:

$$dA = \mathcal{E}_S I dt = -\frac{d\psi}{dt} I dt = -I d\psi = -LI dI, \quad (4.30)$$

где $\psi = LI$ – поток магнитной индукции. Выражение (4.30) записано при условии $L = \text{const}$.

$$A = -\int_I^0 LI dI = \frac{LI^2}{2}. \quad (4.31)$$

В (4.31) A – работа, совершаемая в цепи за всё время, в течение которого происходит исчезновение магнитного поля. Эта работа идёт на приращение внутренней энергии сопротивления R , соленоида и соединительных проводов, т.е. на их нагревание.

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

Таким образом, магнитное поле является носителем энергии, за счёт которой и совершается работа. Это говорит о том, что проводник, по которому течёт ток силой I , обладает энергией, равной:

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (4.32)$$

При сравнении (4.32) с формулой кинетической энергии $\left(\frac{mv^2}{2}\right)$ становится понятным, что индуктивность играет такую же роль, как масса в механике, т.е. индуктивность L является мерой инертности электрической цепи.

Для сравнения с (4.32) вспомним, что энергия заряженного конденсатора в электрическом поле составляет $W_{эл} = \frac{CU^2}{2}$.

Выразим энергию магнитного поля через величины, характеризующие само поле.

Мы знаем, что для бесконечно длинного соленоида $L = \mu_0 \mu n^2 V$;

$H = nI$ или $I = \frac{H}{n}$. Тогда можно продолжить (4.32):

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu n^2 V \cdot H^2}{2n^2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V. \quad (4.33)$$

Эта энергия локализована внутри соленоида и распределена по его объёму с постоянной плотностью w :

$$w = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (4.34)$$

Для сравнения с (4.33) вспомним, что плотность энергии электрического поля $w_p = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$.

5. ВЗАИМНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ. ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА

Между электрическими и магнитными полями существует глубокая внутренняя связь, проявляющаяся в том, что эти поля могут превращаться друг в друга.

Всякое изменение магнитного поля всегда сопровождается появлением электрического поля и, наоборот, всякое изменение электрического поля приводит к появлению магнитного поля.

Это взаимное превращение электрического и магнитного полей было открыто в начале второй половины XIX века британским физиком и математиком Джеймсом Максвеллом, который развил общую теорию электромагнитного поля в покоящихся средах.

Теория Максвелла позволяет с единой точки зрения охватить всю совокупность уже изученных свойств электрических и магнитных полей, а также и новые важные явления.

Рассмотрим основные идеи этой теории.

5.1. Вихревое электрическое поле. Первое основное положение теории Максвелла

Рассмотрим случай электромагнитной индукции, когда проводочный контур, в котором индуцируется ток, неподвижен, а изменения магнитного потока обусловлены изменениями магнитного поля ($\Phi = \int \mathbf{B}d\mathbf{S}$; $\mathcal{E}_i = \frac{d\Phi}{dt}$).

Возникновение индукционного тока в контуре свидетельствует о том, что изменение магнитного поля вызывает появление в контуре электродвижущей силы (эдс). Электродвижущая же сила возникает в любой цепи в том случае, если в этой цепи на заряды дей-

ствуют какие-либо сторонние силы, т.е. силы не электростатического происхождения.

Эти сторонние силы, появляющиеся в контуре в результате изменения магнитного поля, не связаны ни с химическими, ни с тепловыми процессами в проводе. Они не могут быть и магнитными силами, так как такие силы не совершают работы над зарядами.

Анализируя явление электромагнитной индукции, Максвелл пришёл к заключению о том, что причина появления эдс индукции связана с возникновением электрического поля.

Максвелл предположил, что изменяющееся со временем магнитное поле обуславливает появление в пространстве электрического поля, независимо от присутствия в этом пространстве проводящего контура. Проводники играют второстепенную роль и являются своего рода прибором, обнаруживающим это поле.

Под действием поля (если оно имеется в тех точках пространства, в которых помещён проводник) электроны проводимости в проволоке приходят в движение и, если проволока замкнута, в ней возникает индукционный ток.

Существенная особенность рассматриваемого явления состоит в том, что возникающее электрическое поле не является электростатическим. Действительно, силовые линии электростатического поля всегда разомкнуты.

Они начинаются и заканчиваются на электрических зарядах, в соответствии с этим напряжение по замкнутому контуру в электростатическом поле всегда равно нулю, т.е. циркуляция вектора напряжённости электростатического поля равна нулю:

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0. \quad (5.1)$$

Однако нет напряжения – нет и тока. По этой причине электростатическое поле не может поддерживать замкнутое движение зарядов и, следовательно, не может привести к возникновению электродвижущей силы.

Электрическое поле, возникающее при электромагнитной индукции, имеет замкнутые силовые линии, т.е. представляет собой вихревое поле. Такое поле вызывает в проволоке движение элек-

тронов по замкнутым траекториям и приводит к возникновению электродвижущей силы. При этом сторонними силами являются силы вихревого электрического поля. Электрическое напряжение по замкнутому контуру в этом поле не равно нулю.

Сформулируем первое основное положение теории Максвелла: всякое изменение магнитного поля вызывает появление вихревого электрического поля.

Количественная связь между изменяющимся магнитным полем (\mathbf{B}) и вихревым электрическим полем (\mathbf{E}) является одним из основных уравнений в теории Максвелла:

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\oint \mathbf{E} d\mathbf{l}, \quad (5.2)$$

где $\Phi = \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S}$; $d\mathbf{S} = n dS$. Эдс в цепи равна циркуляции вектора напряжённости поля сторонних сил. Сказанное выше иллюстрирует рис. 5.1.

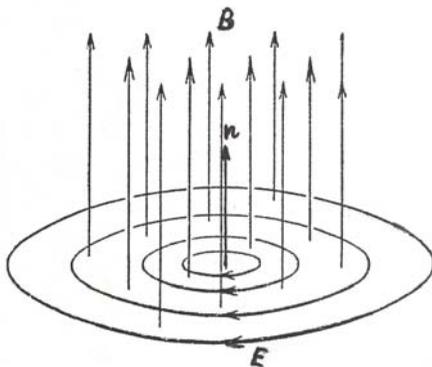


Рис. 5.1. При изменении магнитного поля появляется вихревое электрическое поле

Уравнение Максвелла описывает процессы в неподвижных макроскопических средах, поэтому в (5.2) и в последующих уравнениях будем брать частные производные по времени, так как \mathbf{B} , а,

следовательно, и Φ , могут зависеть ещё и от координат. Иными словами, (5.2), строго говоря, будет иметь вид:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\oint \mathbf{E} d\mathbf{l}. \quad (5.3)$$

(5.3) – первое основное уравнение Максвелла.

Наличие взаимосвязи между электрическим и магнитным полями служит причиной того, что раздельное рассмотрение электрического и магнитного полей имеет лишь относительный смысл.

Действительно:

1) электростатическое поле создаётся системой неподвижных зарядов; однако, если заряды неподвижны относительно некоторой инерциальной системы отсчёта, то относительно других инерциальных систем эти заряды движутся и, следовательно, порождают не только электрическое, но и магнитное поле;

2) неподвижный относительно какой-либо системы провод с постоянным током создаёт в каждой точке пространства постоянное магнитное поле; относительно других инерциальных систем этот провод находится в движении, поэтому создаваемое им магнитное поле в любой точке с данными координатами x, y, z будет меняться и, следовательно, порождать вихревое электрическое поле.

Таким образом, поле, которое относительно некоторой системы отсчёта оказывается «чисто» электрическим или «чисто» магнитным, относительно других систем отсчёта будет представлять собой совокупность электрического и магнитного полей, образующих единое электромагнитное поле.

5.2. Ток смещения. Второе основное положение теории Максвелла. Полный ток

Мы видели, что всякое переменное магнитное поле вызывает появление вихревого электрического поля. Анализируя различные электромагнитные процессы, Максвелл пришёл к заключению о том, что должно существовать и обратное явление: всякое измене-

ние электрического поля вызывает появления вихревого магнитного поля. Данное утверждение выражает важнейшее свойство электромагнитного поля и является вторым основным положением теории Максвелла.

Поскольку магнитное поле обычно создаётся электрическим током, Максвелл назвал это переменное (вихревое) электрическое поле током смещения в отличие от тока проводимости, обусловленного движением заряженных частиц (электронов и ионов).

Термин «ток смещения» является, конечно, не очень удачным, но, тем не менее, сохраняется по причине исторических традиций. Оно имеет некоторое основание в диэлектриках, так как в них действительно наблюдаются смещения зарядов в атомах и молекулах. Вместе с тем, данное понятие применяется даже к вакууму, где нет никаких зарядов и, следовательно, нет никаких оснований говорить об их смещении.

Токи смещения наблюдаются в конденсаторе, включённом в цепь переменного тока (рис. 5.2).

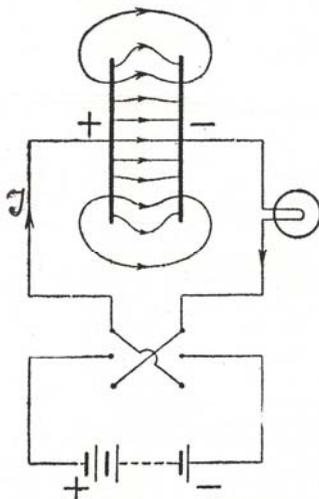


Рис. 5.2. Изменяющийся во времени ток проводимости I в металлическом проводнике замыкается в диэлектрике (или в вакууме) током смещения

Для постоянного тока конденсатор, включённый в цепь последовательно, является бесконечно большим сопротивлением. В этом случае мы имеем дело с разомкнутым контуром, который разрывается конденсатором: линии тока, подходящие к пластине конденсатора, обрываются у её поверхности. Постоянный ток не проходит (лампочка не горит).

При включении или выключении батареи конденсатор будет заряжаться или разряжаться, тогда в металлическом проводе возникает кратковременный ток зарядки (или разрядки) – лампочка даёт кратковременную вспышку.

Если присоединить эту цепь к переменному току, то перезарядки конденсатора будут следовать непрерывно друг за другом с частотой 100 раз в секунду, а в контуре длительно будет существовать переменный ток. В данном случае отдельные вспышки лампочки уже не будут заметны, и она будет накаливаться равномерно.

Таким образом, в отличие от постоянного тока переменные токи могут существовать и в разомкнутых контурах. При этом всякий раз, когда в разомкнутом контуре имеется ток, между обкладками конденсатора существует изменяющееся во времени электрическое поле или ток смещения.

Сказанное выше свидетельствует о том, что токи проводимости в металлическом проводнике замыкаются токами смещения в диэлектрике (или в вакууме).

Согласно теории Максвелла, электрическое поле в конденсаторе в любой момент времени создаёт такое же магнитное поле, как если бы между обкладками существовал ток проводимости, имеющий силу, равную силе тока в металлических проводах.

Иными словами, магнитное поле разомкнутого контура оказывается таким же, как если бы контур был замкнут. Это позволяет найти количественную связь между изменяющимся электрическим полем и вызываемым им магнитным полем.

Действительно, мы знаем, что

$$D = \sigma, \quad (5.4)$$

где D – электрическое смещение в конденсаторе, σ – поверхностная плотность зарядов на обкладках конденсатора.

Полный заряд на каждой обкладке составляет:

$$q = SD, \quad (5.5)$$

так как $q = S\sigma$; S – площадь обкладок.

Если за время dt заряд конденсатора равен dq , то сила тока в проводе может быть представлена в виде:

$$I = \frac{dq}{dt} = S \frac{dD}{dt}. \quad (5.6)$$

Сила тока в (5.6) однозначно связана с быстротой изменения индукции электрического поля. Отсюда следует, что меняющееся электрическое поле конденсатора вызывает такое же магнитное поле, как ток, имеющий силу, представленную в (5.6), или плотность тока смещения, равную:

$$\mathbf{j}_c = \frac{d\mathbf{D}}{dt}. \quad (5.7)$$

Тогда второе положение Максвелла может быть сформулировано в количественной форме: переменное во времени электрическое поле вызывает такое же магнитное поле, как и ток проводимости с плотностью \mathbf{j}_c , определённую в (5.7). Иными словами, конденсатор следует рассматривать не как разрыв цепи, а как участок цепи с другим механизмом проводимости:

1) если между обкладками конденсатора находится полярный или поляризующийся в электрическом поле диэлектрик, то при приложении разности потенциалов к обкладкам конденсатора электрические заряды смещаются вдоль линий напряжённости поля в пределах молекул диэлектрика; это смещение ионов образует ток смещения в диэлектрике; при поворачивании электрических диполей под действием меняющегося поля (переменного электрического поля высокой частоты) они сталкиваются с соседними атомами и молекулами, передавая им свою энергию, в результате чего диэлектрик разогревается; в технике этим эффектом пользуются, если хотят прогреть диэлектрик сразу по всей его толщине;

2) ток смещения существует не только в диэлектрике, но и в вакууме, где он представляет собой изменение напряжённости электрического поля во времени.

В (5.7) показано, что плотность тока смещения пропорциональна изменению электрического смещения в конденсаторе во времени, однако электрическое смещение в конденсаторе равно:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (5.8)$$

где \mathbf{P} – вектор поляризации. Тогда (5.8) можно записать в виде:

$$\mathbf{j}_c = \varepsilon_0 \frac{d\mathbf{E}}{dt} + \frac{d\mathbf{P}}{dt}. \quad (5.9)$$

Из (5.9) следует, что ток смещения состоит из двух слагаемых:

1) $\frac{d\mathbf{P}}{dt}$ вызвано смещением молекулярных зарядов в диэлектрике;

2) $\varepsilon_0 \frac{d\mathbf{E}}{dt}$ – не связано со смещением зарядов диэлектрика; эта составляющая существует и в вакууме, она определяется скоростью изменения напряжённости поля \mathbf{E} .

В отсутствие диэлектрика (в вакууме) $\mathbf{P} = 0$; $\frac{d\mathbf{P}}{dt} = 0$, т.е. плотность тока смещения определится выражением:

$$\mathbf{j}_c = \varepsilon_0 \frac{d\mathbf{E}}{dt}. \quad (5.10)$$

В общем случае электрическое поле может быть неоднородным и может зависеть не только от времени, но и от координат. В этом случае для плотности тока смещения справедливо выражение:

$$\mathbf{j}_c = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (5.11)$$

Частная производная в (5.11) означает, что магнитное поле зависит от быстроты изменения индукции во времени в каждой фиксированной точке поля.

Введение токов смещения позволяет рассматривать электрическую цепь с включёнными диэлектрическими и вакуумными участками как замкнутую цепь. Проводимость этих участков, как следует из (5.9), зависит от скорости изменения поля, т.е. от частоты.

Если в какой-либо проводящей среде имеется переменный ток, то внутри этой среды имеется переменное электрическое поле, по-

этому внутри такой среды имеются и ток проводимости, и ток смещения. Магнитное поле проводника определяется их суммой, т.е. полным током:

$$\mathbf{j}_{\text{полн}} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (5.12)$$

где $\mathbf{j}_{\text{полн}}$ – плотность полного тока.

В зависимости от электропроводности среды и быстроты изменения поля (частоты переменного тока) оба слагаемых играют разные роли:

1) в хорошо проводящих веществах (металлах) и при низких частотах плотность тока смещения мала, поэтому током смещения можно пренебречь по сравнению с током проводимости

2) в плохо проводящих средах (изоляторах) и при высоких частотах ток смещения играет основную роль.

Таким образом, в общем случае меняющихся токов магнитное поле определяется не током проводимости, а полным током.

Если мы имеем разомкнутый контур (с конденсатором), то между обкладками конденсатора обрывается лишь ток проводимости, но зато там имеется ток смещения, который и замыкает ток проводимости.

Таким образом, если под электрическим током понимать полный ток (5.12), то окажется, что в природе все токи замкнуты. Этот важный вывод был также получен Максвеллом.

Для тока смещения, как и для тока проводимости, можно строить линии тока. Мы знаем, что, согласно (5.4), $D = \sigma$, значит:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial t}, \quad (5.13)$$

где $\frac{\partial D}{\partial t}$ – плотность тока смещения в зазоре между обкладками

конденсатора; $\frac{\partial \sigma}{\partial t}$ – плотность тока проводимости непосредственно на обкладках конденсатора.

Равенство этих плотностей тока означает, что на границе обкладок линии тока проводимости непрерывно переходят в линии

тока смещения. Таким образом, линии полного тока оказываются замкнутыми.

Следует иметь в виду, что ток смещения эквивалентен току проводимости только в отношении способности образовывать магнитное поле. Во всех других отношениях ток смещения не может быть уподоблен току проводимости; так, например, при прохождении тока смещения не выделяется ленц-джоулево тепло, которое выделяется в участке проводника при прохождении тока проводимости.

5.3. Второе уравнение Максвелла

Полученный вывод о магнитном поле тока смещения можно выразить в виде уравнения.

Пусть в некоторой проводящей среде, например, в проводнике, имеется изменяющийся ток. Выделим внутри этого проводника произвольную площадку S , ограниченную контуром l (рис. 5.3).

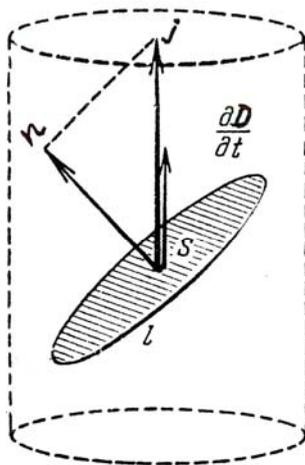


Рис. 5.3. В общем случае внутри проводника имеются и ток проводимости, и ток смещения

Применим к этому контуру теорему о магнитном напряжении, учитывая, что в общем случае изменяющегося тока магнитное поле определяется полным током:

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} = I_{\text{полн}}. \quad (5.14)$$

$I_{\text{полн}}$ – сила полного тока через площадку S , ограниченную контуром l . Однако мы определяем силу тока как поток вектора плотности тока через поверхность S , т.е.:

$$I_{\text{полн}} = \int_S \mathbf{j}_{\text{полн}} d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S} + \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}, \quad (5.15)$$

где \mathbf{j} – плотность тока проводимости; $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ – плотность тока смещения.

Выражение (5.15) может быть записано в виде:

$$I_{\text{полн}} = \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} d\mathbf{S} \quad (5.16)$$

(в данном случае можно менять местами операцию интегрирования и дифференцирования, так как $d\mathbf{S}$ не зависит от t).

Тогда теорема о магнитном напряжении запишется в виде:

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = I + \frac{\partial N}{\partial t}. \quad (5.17)$$

В (5.17) $\mathbf{D} d\mathbf{S} = N$; I – ток проводимости; $\frac{\partial N}{\partial t}$ – ток смещения.

Уравнение (5.17) – второе основное уравнение теории Максвелла, которое в математической форме выражает положение Максвелла о магнитном поле тока смещения.

К уравнениям (5.16) и (5.17) следует добавить ещё два уравнения, которые выражают теорему Остроградского – Гаусса для электрического и магнитного полей:

$$\oint_l \mathbf{D} d\mathbf{S} = q \quad (5.18)$$

$$\oint_l \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0. \quad (5.19)$$

Различные величины, входящие в эти уравнения, не независимы. Между ними существуют следующие связи:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (5.20)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad (5.21)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (5.22)$$

Уравнения (5.3) и (5.17 – 5.22) составляют систему уравнений Максвелла в интегральной форме.

5.4. Уравнения Максвелла в дифференциальной форме

Уравнения Максвелла, приведённые выше, применимы к поверхности любой величины, поэтому входящие в них величины относятся к разным точкам поля. Так, например, в уравнении (5.17) \mathbf{H} – напряжённость магнитного поля в точках контура, ограничивающего рассматриваемую площадку, в то время как поток \mathbf{N} зависит от значений \mathbf{D} в точках самой площадки.

Преобразуем эти уравнения в такую форму, чтобы все величины относились к одной и той же точке поля. Для этого уравнения Максвелла следует применить к площадкам бесконечно малой величины.

Введём правовинтовую прямоугольную систему координат x, y, z и рассмотрим прямоугольную площадку 1 – 2 – 3 – 4 со сторонами dy, dz , параллельными осям y и z (рис. 5.4).

Вершину площадки 1 поместим в произвольную точку с координатами (x, y, z) и обозначим составляющие напряжённости магнитного поля в этой точке H_x, H_y, H_z .

В соответствии с правовинтовым характером координатной системы выберем положительное направление обхода по контуру 1 – 2 – 3 – 4 против часовой стрелки.

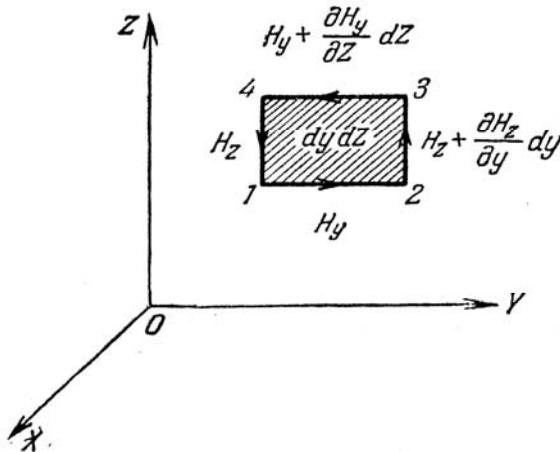


Рис. 5.4. К выводу уравнений Максвелла в дифференциальной форме

Вычислим магнитное напряжение по этому контуру. Оно распадается на четыре слагаемых, соответствующих четырём отрезкам контура: на отрезке 1–2: $H_y dy$; на отрезке 3–4:

$-\left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz\right) dy$; на этом отрезке направление обхода противоположно направлению y , поэтому стоит знак «минус»; заметим,

что $\frac{\partial H_y}{\partial z}$ – изменение H_y на единицу длины z только по оси z , а

$\frac{\partial H_y}{\partial z} dz$ – изменение H_y на длине dz ; на отрезке 2–3:

$\left(H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy\right) dz$; на отрезке 4–1: $-H_z dz$.

В результате получим:

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = H_y dy + \left(H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy\right) dz - \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz\right) dy - H_z dz = \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) dy dz \quad (5.23)$$

Вычислим теперь слагаемые правой части уравнения (5.17):

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial D_x}{\partial t} dydz. \quad (5.24)$$

Для потока N существенна лишь нормальная к площадке составляющая электрической индукции D , т.е. D_x , поэтому поток определяется выражением:

$$N = D_x dydz. \quad (5.25)$$

Аналогично ток проводимости через площадку $dydz$ может быть представлен следующим образом:

$$I = j dS = j_x dydz, \quad (5.26)$$

где j_x – нормальная составляющая плотности тока.

Подставляя в (5.17) выражения, полученные в (5.24 – 5.26), и, сокращая на $dydz$, получим:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial D_x}{\partial t} + j_x. \quad (5.27)$$

Если применим приведённые рассуждения к двум другим площадкам $dzdx$ и $dx dy$, перпендикулярным соответственно к осям y и z , то получим три уравнения, образующие вторую группу уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial D_x}{\partial t} + j_x \quad (5.28)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{\partial D_y}{\partial t} + j_y \quad (5.29)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{\partial D_z}{\partial t} + j_z \quad (5.30)$$

Для потока вектора \mathbf{D} через замкнутую поверхность мы уже получали уравнение в дифференциальной форме (уравнение Пуассона), которое имело вид:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \quad (5.31)$$

или

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \quad (5.32)$$

$$\nabla \mathbf{D} = \rho. \quad (5.33)$$

В векторном анализе вводится понятие нового вектора, называемого вихрем (или ротором) вектора \mathbf{A} , составляющие которого представляются выражениями:

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}, \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}. \quad (5.34)$$

В (5.34) A_x, A_y, A_z – прямоугольные составляющие этого вектора \mathbf{A} . Он обозначается $\text{rot } \mathbf{A}$ или как векторное произведение $[\nabla \mathbf{A}]$.

$$\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{i} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \mathbf{j} \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \mathbf{k} \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \quad (5.35)$$

Легко заметить, что любая из координат ротора (выражения в скобках правой части 5.35) может быть получена путём циклических перестановок индексов (x, y, z) .

$\text{rot } \mathbf{A}$ можно записать с помощью определителя:

$$\text{rot } \mathbf{A} = [\nabla \mathbf{A}] = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} \quad (5.36)$$

Тогда запишем вторую группу уравнений Максвелла:

$$\begin{cases} \text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \\ \text{div } \mathbf{D} = \rho \end{cases} \quad (5.37)$$

Аналогичным образом получим и первую группу уравнений Максвелла:

$$\begin{cases} \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \text{div } \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (5.39)$$

Совокупность уравнений (5.37, 5.38 и 5.3), а также (5.17–5.22) составляют основу электродинамики покоящихся сред. Отсутствие симметрии между уравнениями первой и второй системы Мак-

светла обусловлено исключительно наличием электрического заряда и электрического тока проводимости.

В вакууме члены, содержащие \mathbf{j} и ρ равны нулю, поэтому уравнения Максвелла для обеих групп приобретают симметричный вид – вторая группа для вакуума симметрична первой группе:

$$\begin{cases} \operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div}\mathbf{D} = 0 \end{cases} \quad (5.40)$$

Смысл уравнений Максвелла заключается в том, что изменяющееся магнитное поле создаёт вихревое электрическое поле не только в окружающих телах, но и в вакууме (первая группа уравнений). Линии напряжённости этого поля замкнуты, подобно линиям вихревого магнитного поля. Вихревое электрическое поле создаёт токи смещения в диэлектрике, металлах или вакууме, а эти токи в свою очередь вызывают появление вихревых магнитных полей (вторая группа уравнений).

Благодаря этим представлениям, стало понятно, что переменные электромагнитные поля могут, взаимно порождаясь, существовать независимо от зарядов и токов. Такими полями, порождёнными зарядами и токами, но распространяющимися затем в пространстве, независимо от этих последних, являются радиоволны, свет, рентгеновские лучи, γ -излучение атомных ядер.

Важно отметить, что именно наличие тока смещения означает возможность появления электромагнитных волн.

Теория Максвелла явилась завершением важного этапа в развитии учения об электричестве. Она привела к классическому представлению об электромагнитном поле, содержащем в общем случае и электрическое, и магнитное поля, связанные между собой и способные взаимно превращаться друг в друга.

Уравнения Максвелла содержат в себе все основные законы электрического и магнитного полей, включая электромагнитную индукцию, и поэтому являются общими уравнениями электромагнитного поля в покоящихся средах.

Теория Максвелла не только объединила уже имеющиеся к этому времени факты, но и предсказала новые явления:

- 1) предположение о магнитном поле токов смещения;
- 2) на основе предположения о существовании токов смещения Максвелл предсказал существование электромагнитных волн, т.е. переменного электромагнитного поля, распространяющегося в пространстве с конечной скоростью;
- 3) теоретические исследования свойств электромагнитных волн привело Максвелла к созданию электромагнитной теории света, согласно которой свет представляет собой электромагнитные волны.

6. ИОНЫ В АТМОСФЕРЕ

В атмосфере наличие ионов различных групп играет исключительно большую роль в протекающих в ней процессах, в образовании электрических явлений.

Термин «ион» впервые был введён в 1834 г. в результате опытов Фарадея. В переводе с древнегреческого ион – «идуший». Имелось в виду перемещение ионов под действием электрического поля.

Ионы – атомы (молекулы) или их группы с избытком или недостатком электронов в электронной оболочке, в результате чего рассматриваемые частицы оказываются заряженными.

6.1. Виды ионов в атмосфере

Ионы, входящие в состав атмосферы, появляются в ней, благодаря процессу, в ходе которого атому или молекуле газа передаётся энергия. Если этой энергии достаточно для того, чтобы внешний валентный электрон преодолел силу взаимодействия с ядром данного атома или молекулы, то электрон покидает рассматриваемую нейтральную систему. В результате атом или молекула перестают быть нейтральными и оказываются заряженными положительно (положительные ионы), а электрон может (в условиях нормального давления) присоединиться к какому-либо нейтральному атому или нейтральной молекуле, образуя отрицательный ион, либо оставаться в виде «свободного» электрона. Последний вариант наиболее вероятен в условиях малой плотности и малого давления, т.е. в более высоких слоях атмосферы.

Присоединение электронов, покинувших системы нейтральных атомов (нейтральных молекул), ставших в результате этого процесса положительными ионами, к каким-либо нейтральным атомам или молекулам происходит с тем большей скоростью, чем большее значение имеет плотность воздуха. Понятно, что такие

условия складываются в нижних слоях атмосферы. В результате в нижних слоях атмосферы продолжительное время свободными электронами быть не могут.

К образовавшимся ионам быстро присоединяются несколько нейтральных частиц газов, образуя заряженные комплексы, получившие название «лёгких» ионов. Лёгкие ионы состоят из одного-двух десятков атомов или молекул.

Итак, лёгкий ион состоит из отдельной ионизированной молекулы, окружённой группой нейтральных молекул, удерживаемых зарядом. Как только заряд исчезает, молекулы перестают быть связанными. Если такие ионы столкнутся в атмосфере с взвешенными в воздухе твёрдыми или жидкими частицами (аэрозолями), которые превосходят по своим размерам и массе молекулярные частицы, то лёгкие ионы отдадут указанным более крупным частицам свой заряд. Так образуются «тяжёлые» ионы или ионы Ланжевена (названы по имени французского учёного Поля Ланжевена, впервые обнаружившего данные ионы в атмосфере). Другой вариант образования тяжёлых ионов – присоединение лёгких ионов к различным ядрам (аэрозолям). Если же тяжёлый ион теряет свой заряд, он становится обычным (незаряженным) ядром.

Иногда выделяют промежуточную группу так называемых «средних» ионов, имеющих размеры и массу, да и другие параметры, являющиеся по значениям промежуточными между соответствующими значениями групп лёгких и тяжёлых ионов.

Заметим, что в высоких слоях атмосферы в условиях малого количества частиц не только электроны, но и ионы обоих знаков не присоединяются к атомарным и молекулярным комплексам.

Лёгкие ионы были обнаружены немецкими учёными Эльстером (J. Elster) и Гейтелем (H. Geitel) в 1899 г., а также шотландским физиком Ч. Вильсоном (C.T.R. Wilson) в 1900 г.

Указанные обнаруженные частицы, несущие положительные или отрицательные заряды, имели размеры, близкие к размерам молекул.

Позднее Ланжевен (P. Langevin) показал, что лёгкие ионы соединяются с незаряженными ядрами, в результате чего изменяют свои размеры и становятся тяжёлыми ионами.

Вопросы ионизации атмосферы всегда были в фокусе интересов физической метеорологии (в её разделе «Электричество атмосферы»), поскольку они связаны с целым кругом других важных вопросов – электрического поля атмосферы, её электропроводностью, электрических токов, с вопросами электризации облаков и осадков, грозowymi разрядами.

Ионы в атмосфере различаются по всем своим параметрам – концентрации в разных слоях и при различных состояниях атмосферы, массе, подвижности.

Непосредственно у земли концентрация лёгких ионов составляет 300–500 $\frac{1}{\text{см}^3}$, однако может в значительной мере снижаться (почти на 10%) в облаках и в условиях сильно загрязнённой атмосферы. При этом концентрация положительных ионов примерно на 10–20% выше, чем отрицательных. Это понятно, принимая во внимание наличие свободных электронов.

В относительно чистом воздухе у поверхности земли концентрация лёгких ионов может составить от 500 до 1000 $\frac{1}{\text{см}^3}$.

С высотой концентрация лёгких ионов возрастает, поскольку убывает концентрация аэрозолей. Так на высоте примерно 10 км концентрация лёгких ионов на порядок выше, чем у поверхности земли.

В больших городах и промышленных центрах сильно возрастает концентрация тяжёлых ионов, достигая в отдельных случаях значений 1000000 $\frac{1}{\text{см}^3}$, а концентрация лёгких ионов может упасть до рекордно низких значений – 10 $\frac{1}{\text{см}^3}$.

Концентрация тяжёлых ионов пропорциональна концентрации ядер, поэтому и убывает с высотой, причём характер убывания зависит от метеорологических условий. Средние значения концентрации тяжёлых ионов обоих знаков практически не различаются, поэтому средний объёмный заряд этих частиц невелик. Различия в

концентрациях, причём иногда значительные, могут возникнуть при взрывах, различных искусственных загрязнениях. В таких случаях может быть больше концентрация как положительных, так и отрицательных зарядов. Выше 3–4 км тяжёлые ионы уже не обнаружены.

Следует упомянуть ещё и о такой группе ионов, как лёгкие радиоактивные ионы. Концентрация Rn , Tn и дочерних продуктов (продуктов их распада) изменяется во времени и с высотой. Распад этих элементов в атмосфере сопровождается появлением нейтральных атомов и атомов с единичным положительным зарядом. Последние и образуют лёгкие радиоактивные ионы. Зона накопления продуктов распада, например часть продуктов ядерных взрывов, обнаружена в нижней стратосфере (11–25 км). Это связано с характером распределения температуры в атмосфере [2, 3].

Если лёгкие радиоактивные ионы захватываются аэрозолями (жидкими или твёрдыми частицами, взвешенными в воздухе), то в атмосфере появляются тяжёлые радиоактивные ионы.

Наиболее важной характеристикой ионов является их подвижность. Изучение подвижности ионов является единственным методом изучения природы ионов.

Как указывалось выше, подвижность ионов (u) – скорость движения ионов под действием электрического поля напряжённостью (E), равной единице, которая может быть вычисленной из формулы:

$$w = uE, \quad (6.1)$$

где w – скорость движения ионов вдоль силовых линий электрического поля атмосферы (скорость дрейфа ионов). Размерность подвижности, как следует из (6.1), в литературных источниках приводится в $\text{м}^2/\text{с} \cdot \text{В}$ или $\text{см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$. Из (6.1) следует, что скорость движения иона определяется напряжённостью электрического поля и подвижностью иона. Подвижность же иона зависит от длины свободного пробега, заряда и массы иона. Кроме того, подвижность ионов зависит от природы ионизируемого газа, а также от температуры и давления, определяющих плотность газа. Как показали лабораторные исследования, изменение температуры и давления приводят к изменению природы иона.

Чем сложнее и тяжелее молекула газа, тем меньше подвижность ионов. В целом подвижности положительных и отрицательных ионов близки по значениям друг к другу.

Вместе с тем, подвижность отрицательных ионов при непосредственных измерениях и расчётах оказалась больше, чем ионов положительных. На первый взгляд, это утверждение может показаться неверным, ведь отрицательный ион содержит в своём составе на два электрона больше, чем положительный. Существуют две версии объяснения данного обстоятельства.

С одной стороны (по теории, развитой Томсоном), измерение подвижности отрицательных ионов может быть усреднённой, т.е. брались средние значения подвижности отрицательных ионов и электронов. Дело в том, что отрицательно заряженная частица может часть пути проходить в виде свободного электрона, а часть – в виде отрицательного иона. Понятно, что подвижность электронов больше, чем ионов.

Согласно другой версии, дело в том, что длина свободного пробега иона тем больше, чем меньше число их соударений с окружающими частицами, в частности, с заряженными частицами того же знака заряда. Концентрация положительных ионов больше, чем отрицательных, следовательно, больше и число их соударений друг с другом, поэтому длина свободного пробега, как и подвижность, имеет более высокие значения у отрицательных ионов. Понятно, есть смысл серьёзно говорить о данной версии лишь в случаях весьма малого количества свободных электронов.

Лабораторные опыты подтвердили, что подвижности положительных и отрицательных ионов одного и того же знака практически одинаковы, если только к отрицательным ионам не добавляются свободные электроны, подвижность которых выше.

Итак, подвижность иона тем больше, чем больше длина свободного пробега иона в газе. Зависимость подвижности ионов от температуры и давления газа связана с тем, что длина свободного пробега иона (λ), в большой мере определяемая плотностью, пропорциональна температуре газа (t) и обратно пропорциональна давлению в газе (P):

$$u(P, t) = u(P_0, t_0) \frac{P_0 t}{P t_0}, \quad (6.2)$$

где P_0 и t_0 – давление и температура при стандартных условиях, P и t – давление и температура при определённых заданных условиях.

$$u = a \frac{q \lambda}{m v}, \quad (6.3)$$

где a – безразмерный коэффициент, равный 0,5–1,0; $\frac{q}{m}$ – соотношение заряда иона и его массы, λ – средняя длина свободного пробега иона, а v – средняя скорость теплового движения иона.

Связь подвижности ионов с длиной свободного пробега (6.3) была установлена Ланжевенном.

Группы ионов	Подвижность (см ² /с · В)	Радиус (см)
лёгкие	> 1 (2)	10 ⁻⁸ – 10 ⁻⁷
средние	10 ⁻² – 10 ⁻³	10 ⁻⁶
тяжёлые	< 10 ⁻³	10 ⁻⁵

6.2. Ионизаторы атмосферы

Поскольку для образования ионов необходимо сообщить нейтральным частицам энергию, необходимую для удаления внешнего валентного электрона из сферы его взаимодействия с ядром, встаёт вопрос о природе тех факторов, под влиянием которых передаётся упомянутая энергия. Эти факторы, создающие ионы в атмосфере, называются ионизаторами атмосферы. Ионизаторы различаются по мощности ионообразования (интенсивности), по расположению слоёв воздействия, по своей природе.

Под мощностью (интенсивностью) ионизатора (k) понимается число пар ионов, образованных в единицу времени (1 с) в единичном объёме (1 см³) в результате действия данного ионизатора.

К ионизации в атмосфере приводят различные процессы.

В нижних слоях атмосферы основную роль в процессах ионизации играет естественная радиоактивность. Источниками естественной радиоактивности служат радиоактивные вещества земной коры. В породах земной коры содержатся некоторые радиоактивные элементы. К ним, прежде всего, относятся уран, торий, радий. Однако радиоактивные альфа-излучения (α -излучения), сопровождающие распад указанных радиоактивных элементов, ионизируют воздух в исключительно тонком слое, составляющем всего несколько сантиметров над поверхностью почвы.

В ионизации атмосферы в слое нескольких нижних сотен метров над землёй много более значимую роль играют гамма-излучения, но и эти излучения основными для ионизации атмосферы не являются.

Главную роль в ионизации атмосферы играют те радиоактивные вещества, которые имеются в самой атмосфере. Эти вещества выделяются в атмосферу с поверхности почвы вместе с почвенным воздухом. Такими веществами являются радиоактивные газы или эманации.

Естественную радиоактивность в нижних слоях атмосферы представляют, прежде всего, радон (Rn) и торон (Tn), а также продукты их распада. Влиянием актинона на процесс ионообразования можно пренебречь, поскольку оно незначительно в силу того, что он является короткоживущим изотопом.

Период полураспада радона составляет примерно 4 дня, а период полураспада торона – всего около 54 секунд.

Количество радона достаточно медленно уменьшается с высотой, присутствие же торона зафиксировано лишь вблизи подстилающей поверхности.

С высотой действие этого фактора ослабевает, однако прослеживается в слое примерно 5–6 км от земли, хотя уже на высотах 4–5 км ионизирующее действие радиоактивных веществ уменьшается почти до нуля. У поверхности же земли радиоактивные ионизаторы создают восемь пар ионов за 1 секунду в объёме воздуха 1 см^3 .

Следует подчеркнуть, что содержание радиоактивных веществ, а также интенсивность ионизации за счёт действия этого ионизатора зависит от многих факторов: от распределения температуры с высотой, от горизонтальных движений воздуха (направления и скорости ветра), от наличия радиоактивных пород, от пористости почвы, от характера подстилающей поверхности, например, от наличия снежного покрова.

Если же подстилающей поверхностью является не суша, а море, то в воздухе над ним мощность радиоактивного ионизатора существенно снижается – над водой роль радиоактивности в образовании ионов мала. С высотой над морями и океанами естественная радиация уменьшается с высотой очень быстро и до весьма малых значений. Интенсивность ионизации под действием данного фактора тоже быстро уменьшается с высотой.

Итак, выше нескольких километров в атмосфере над подстилающей поверхностью влияние естественной радиоактивности становится пренебрежимо малым по сравнению с влиянием другого ионизатора – космических лучей.

Предположение учёных о появлении ионов в результате излучения радиоактивных веществ земной коры появилось раньше, чем предположение о влиянии космоса на процесс ионообразования. Вместе с тем, непосредственные наблюдения убедительно показывали увеличение проводимости атмосферы с высотой, что явно указывало на влияние космоса, ведь под влиянием только радиоактивности земной коры проводимость должна уменьшаться с удалением от земли.

Действительно, позднее были обнаружены космические лучи, которые приходили в различных направлениях из космоса. Считается, что основным источником космических лучей внутри Галактики являются взрывы сверхновых звёзд. Космические лучи являются весьма слабым ионизатором вблизи подстилающей поверхности, но с высотой влияние этого ионизатора усиливается. Вместе с тем, в той или иной мере космические лучи производят действие во всей толще атмосферы, поскольку данные лучи обладают очень большой проникающей способностью, гораздо большей, чем гам-

ма-лучи. Заметим, однако, что атмосфера является толстым фильтром для первичных космических лучей, и до земной поверхности эти лучи практически не доходят.

Ионизацию в атмосфере создают так называемые вторичные космические лучи.

В земную атмосферу поступает из разных областей мирового пространства поток заряженных частиц очень больших энергий. Как правило, ими являются ядра атомов водорода (протоны), процентное содержание которых в упомянутом потоке составляет примерно 92%, и ядра атомов гелия (α -частицы), процентное содержание которых составляет около 7% (по другим оценкам ядра атомов водорода составляют 85%, а ядра атомов гелия – 10% в потоках первичных космических лучей). Таким образом, на ядра атомов некоторых других веществ приходится всего 1–5%. Эти потоки представляют собой первичные космические лучи. Данные лучи взаимодействуют с нейтральными частицами верхней атмосферы и образуют новые частицы, имеющие ещё достаточно высокие энергии. Что касается первичных космических лучей, то они постепенно теряют свою энергию, затрачивая её в процессе столкновения с частицами газов воздуха. Последние, получив часть энергии от первичных частиц, сами становятся ионизаторами других частиц воздуха. Эти лучи, являющиеся ионизаторами в атмосфере и достигающие подстилающей поверхности, называются вторичными космическими лучами.

Вторичное космическое излучение состоит из мезонов, электронов, позитронов, протонов, нейтронов и некоторых других частиц.

Интенсивность ионизации космических лучей зависит от геомагнитной широты, так как заряженные частички в потоке первичных космических лучей отклоняются в магнитном поле Земли.

С высотой вклад данного фактора в процессы ионообразования увеличивается, достигая максимума на высоте примерно 12 км (около 50 пар ионов в 1 см^3 за 1 с), однако выше этого уровня действие данного фактора ослабевает в связи с уменьшением плотности воздуха и, следовательно, числа частиц, которые могли бы быть ионизованными.

Космические лучи являются главным источником образования ионов в земной атмосфере на высотах менее 30 км, но выше уровня 3–5 км.

На уровне моря под влиянием космических лучей непрерывно создаётся примерно две пары ионов за 1 с в объёме воздуха 1 см³. Заметим, что на уровне моря 80% общей интенсивности ионообразования обусловлено действием естественной радиоактивности и лишь 20% образованных ионов связано с факторами космического происхождения. Это же соотношение сохраняется до высоты нескольких метров над землёй.

В определённой мере в отдельных местах следует учитывать влияние искусственной радиоактивности на процесс ионообразования. Так, например, после проведения ядерных испытаний в течение некоторого времени будет заметна повышенная интенсивность образования ионов. Тот же эффект наблюдается вблизи работающих АЭС, причём изменение числа образованных пар ионов во времени зависит как от параметров АЭС, так и от метеорологических условий. Во всех иных случаях в рассматриваемом процессе искусственной радиацией как фактором ионизации в атмосфере можно пренебречь по сравнению с естественной радиацией.

Кроме того, в ионизации атмосферы принимает активное влияние Солнце. Излучение Солнца является важным ионизатором в верхней атмосфере, поскольку данное излучение поглощается газами именно в верхних слоях. Данное излучение в метеорологии считается отдельным ионизатором. Излучение же Солнца в космофизике считается частью космического излучения. Строго говоря, в космофизике космические лучи разделяются на первичные космические лучи, т.е. космические лучи галактического происхождения, и солнечные космические лучи. Космические лучи внегалактического происхождения, т.е. от других Галактик, а также космические лучи от межгалактического (метегалактического) пространства исследованы ещё недостаточно.

Ионизирующее влияние солнечного излучения, как и влияние галактических космических лучей, с высотой растёт. Однако у верхней границы атмосферы, где наблюдается самая низкая плот-

ность воздуха, мала и вероятность встречи частиц высоких энергий из потока космических лучей и воздушных частиц, поэтому ионизационное воздействие космических лучей сильно уменьшается.

Вместе с тем, влияние солнечного излучения (ультрафиолетового, рентгеновского), а также корпускулярного потока от Солнца в самых верхних слоях атмосферы играет исключительно важную роль. В нижней же атмосфере фотоэлектрический эффект, т.е. ионизация под влиянием солнечной радиации, заметной роли не играет. Важная роль этого механизма прослеживается в ионосфере (выше 50–60 км).

В ионосфере возникает очень высокая концентрация свободных электронов. Это связано с тем, что при ионизации частиц воздуха электроны, отделяющиеся от частиц кислорода и азота, в условиях малой плотности могут определённое время не присоединяться к нейтральным частицам. В результате в дневное время концентрация электронов составляет до 10^6 в см^3 .

Важно отметить, что после вспышек на Солнце и прихода соответствующего излучения в земную атмосферу увеличиваются облачность и атмосферные осадки. Кроме того, потоки галактического космического и солнечного излучения, безусловно, участвуют в образовании грозового электричества.

Следует заметить, что на ограниченных участках атмосферы и в ограниченное время ионизация может иметь место под влиянием токов с острий, во время гроз, т.е. при большой напряжённости электрического поля атмосферы, а также во время некоторых атмосферных явлений, например, снежных и пыльных бурь.

Так во время снежной бури заряды генерируются при столкновении снежных частиц между собой и со снежным покровом подстилающей поверхности. Интересно, что во время пыльных бурь происходит большое увеличение градиента потенциала. Давно известно, что положительные заряды образуются при разбрызгивании воды в водопадах. Положительные заряды появляются и на берегах морей при ударах волн о берег. Кроме того, заряды генерируются при промышленных процессах, например при горении.

Ранние наблюдения Кельвина обнаружили, что источниками положительных зарядов являются локомотивы.

К этим процессам непременно добавляются местные ионизаторы, оказывающие влияние при процессах горения, например, при лесных и торфяных пожарах, при извержении вулканов.

Если рассматривать изменение интенсивности полной ионизации с высотой, т.е. под влиянием всех ионизаторов, то складывается следующая картина. От земли прослеживается убывание интенсивности ионообразования до высоты примерно 3 км, после чего интенсивность полной ионизации снова усиливается. На уровне примерно 12 км интенсивность ионизации достигает максимальных значений, затем она медленно уменьшается с высотой. В нижней стратосфере (между уровнями 10 и 20 км) обнаружены некоторые радиоактивные элементы, но в очень малых количествах. Интенсивность ионизации, обусловленная ими, пренебрежимо мала по сравнению с действием космических лучей. Следующее возрастание интенсивности ионизации происходит в значительно более высоких слоях, о чём речь пойдёт ниже.

Интересен факт влияния на процессы ионизации выпадающих атмосферных осадков. С одной стороны, выпадение осадков увеличивает концентрацию примесей и интенсивность ионизации. Вместе с тем, выпадающая вода просачивается в почву. Во время выпадения дождя понижается выделение радона из почвы. В конечном итоге эффект выпадения осадков как вклад в изменение интенсивности ионизации в целом ряде случаев существенным не является.

Подведём итоги. Ионизация воздуха у земной поверхности создаётся в основном естественной радиоактивностью. Вклад этого фактора в полную ионизацию воздушных частиц у земли оценивается значением 80%, а в слое 0–500 м – в среднем 75%.

С высоты 5–6 км главную роль в ионизации играют космические лучи, поскольку к этому уровню влияние естественной радиоактивности практически уже не прослеживается, при этом влияние солнечного излучения играет заметную роль в значительно более высоких слоях. Что же касается вторичных космических

лучей, то наибольшее количество ионов под влиянием этого фактора создаётся на высотах 12–15 км.

Следует отметить, что над океанами даже в приземном слое практически единственным ионизатором являются космические лучи, что связано с малой радиоактивностью атмосферы над водой вдали от суши.

На больших высотах ионизация атмосферы над любой подстилающей поверхностью определяется почти на 100% излучением Солнца.

6.3. Процессы исчезновения ионов различных групп

После образования ионы могут рекомбинировать, т.е. соединяться с ионами противоположных знаков, причём рекомбинация может проходить как с ионами своей группы, так и с ионами противоположных знаков других групп. Кроме того, ионы могут оседать на нейтральных комплексах, переходя из одной группы ионов в другую. В последнем случае для одной группы ионов данный процесс уменьшит число ионов, а для другой – увеличит.

Для лёгких ионов число ионов обоих знаков, рекомбинирующих за 1 секунду в одном метре кубическом, т.е. изменение числа лёгких ионов во времени равно:

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = k - an_+n_-, \quad (6.4)$$

где a – коэффициент рекомбинации, равный при нормальных условиях значению $1,6 \cdot 10^{-6}$ см³/с (этот коэффициент зависит от наличия в атмосфере большего или меньшего числа аэрозолей, от значений атмосферного давления и температуры), k – мощность ионизатора.

Лёгкие ионы исчезают при рекомбинации с ионами противоположного знака – либо с лёгкими же ионами, либо с тяжёлыми ионами, либо в случаях присоединения лёгкого иона к нейтральной частице, т.е. при оседании лёгкого иона на этих частицах, когда образуется тяжёлый ион. Чем больше загрязнён воздух, тем быстрее в нём протекают процессы уничтожения лёгких ионов.

Если же атмосфера сравнительно чистая, т.е. в ней невелико количество нейтральных ядер и тяжёлых ионов, при этом действует ионизатор мощностью k , а число ионов противоположных знаков примерно одинаково, то (6.4) примет вид:

$$\frac{dn}{dt} = k - an^2. \quad (6.5)$$

Предположим, что действие ионизатора прекратилось. В этом случае (6.5) станет ещё проще:

$$\frac{dn}{dt} = -an^2 \quad (6.6)$$

Используя (6.6), найдём число ионов, которое будет находиться в воздухе после прекращения действия ионизатора через любое произвольное время t . С этой целью проинтегрируем правую и левую части (6.6) в пределах от n_0 до n_t , соответствующих числу ионов в момент прекращения действия ионизатора ($t = 0$) и через произвольное время t , предварительно разделив переменные:

$$-\frac{dn}{n^2} = a dt, \quad (6.7)$$

$$-\int_{n_0}^{n_t} \frac{dn}{n^2} = \int_0^t a dt, \quad (6.8)$$

$$\frac{1}{n_t} - \frac{1}{n_0} = at, \quad (6.9)$$

$$\frac{1}{n_t} = \frac{1}{n_0} + at, \quad (6.10)$$

$$\frac{1}{n_t} = \frac{1 + an_0 t}{n_0}, \quad (6.11)$$

$$n_t = \frac{n_0}{1 + an_0 t} \quad (6.12).$$

Тяжёлые ионы также исчезают в процессах рекомбинации – с лёгкими или тяжёлыми ионами противоположного знака.

Введём обозначения: n_+ и n_- – число положительных и отрицательных лёгких ионов; N_+, N_-, N_0 – число положительных, отрицательных тяжёлых ионов и число нейтральных тяжёлых частиц соответственно; a – коэффициент воссоединения (рекомбинации) лёгких ионов; $\eta_{+-}, \eta_{-+}, \eta_{+0}, \eta_{-0}$ – коэффициенты воссоединения лёгких ионов с тяжёлыми и коэффициенты прилипания лёгких ионов к нейтральным частицам; γ – коэффициент воссоединения тяжёлых ионов противоположных знаков. Тогда, не учитывая средние ионы, число которых обычно невелико, можно описать изменение числа лёгких и тяжёлых ионов во времени, а также числа нейтральных тяжёлых частиц во времени следующими уравнениями:

$$\frac{dn_+}{dt} = k_+ - an_+n_- - \eta_{+-}n_+N_- - \eta_{+0}n_+N_0 \quad (6.13)$$

$$\frac{dn_-}{dt} = k_- - an_-n_+ - \eta_{-+}n_-N_+ - \eta_{-0}n_-N_0 \quad (6.14)$$

$$\frac{dN_+}{dt} = K_+ + \eta_{+0}n_+N_0 - \eta_{+-}n_-N_+ - \gamma N_+N_- \quad (6.15)$$

$$\frac{dN_-}{dt} = K_- + \eta_{-0}n_-N_0 - \eta_{-+}n_+N_- - \gamma N_+N_- \quad (6.16)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = K_0 + \eta_{-+}n_-N_+ + \eta_{+-}n_+N_- + 2\gamma N_+N_- - \eta_{+0}n_+N_0 - \eta_{-0}n_-N_0, \quad (6.17)$$

где k_+, k_-, K_+, K_-, K_0 – число ионов и нейтральных частиц, изначально содержащихся в единичном объёме в результате процессов ионизации, конвекции, адвекции, турбулентного перемешивания, рекомбинации, оседания лёгких ионов на нейтральные ядра; a – коэффициент воссоединения лёгких ионов между собой, η_+ и η_- – коэффициенты рекомбинации лёгких ионов с тяжёлыми, η_{+0} и η_{-0} – коэффициенты оседания лёгких ионов обоих знаков на нейтральные ядра, γ – коэффициент воссоединения тяжёлых ионов между собой.

Согласно результатам наблюдений, все приведённые выше коэффициенты имеют порядок 10^{-6} . Лишь γ имеет числовое значение,

меньшее на три порядка – 10^{-9} , что свидетельствует о достаточно редком процессе рекомбинации между собой тяжёлых ионов.

В высоких слоях с малой плотностью воздуха рекомбинация и образование нейтральных частиц происходит в основном путём соединения положительных ионов с электронами. Вспомним, что в верхней атмосфере число свободных электронов значительно.

6.4. Проводимость в атмосфере

Выделим в атмосфере бесконечно малую площадку dS , нормальную к силовым линиям. Число ионов, проходящих через эту площадку за единицу времени будет равно:

$$u_+ n_+ EdS - \text{для положительных ионов,}$$

$$u_- n_- EdS - \text{для отрицательных ионов,}$$

где n_+ и n_- – число положительных и отрицательных ионов в 1 см^3 .

Эти ионы обуславливают ток проводимости:

$$di = q(u_+ n_+ + u_- n_-) EdS, \quad (6.18)$$

где q – элементарный заряд иона.

Количество электричества, проходящего через площадку 1 см^2 за одну секунду определяется величиной плотности тока и составляет:

$$i = q(u_+ n_+ + u_- n_-) E. \quad (6.19)$$

Проводимость газа численно равна плотности тока при единичной напряжённости электрического поля, равной в системе СИ 1 В/м :

$$\lambda = q(u_+ n_+ + u_- n_-). \quad (6.20)$$

Определим размерность величины λ в системе СИ:

$$\begin{aligned} [\lambda] &= [q][u][n]; \\ [q] &= Кл; [u] = \frac{[w]}{[E]} = \frac{м}{с} : \frac{В}{м} = \frac{м \cdot м}{с \cdot В} = \frac{м^2}{В \cdot с}; \\ [n] &= \frac{1}{м^3}; \\ [\lambda] &= \frac{Кл \cdot м^2}{В \cdot с \cdot м^3} = \frac{Кл}{В \cdot м \cdot с} \end{aligned}$$

Однако

$$E = \frac{q}{r^2};$$

$$r^2 = \frac{q}{E}. \quad (6.21)$$

Тогда умножим и разделим выражение для $[\lambda]$ на m :
 $[\lambda] = \frac{Kл \cdot m}{B \cdot m^2 \cdot c}$; в последнем выражении $[\lambda] = \frac{Kл \cdot m}{B}$ – это размерность, согласно (6.21), заряда иона, делённого на напряжённость, т.е. размерность r^2 ($[r^2] = m^2$), следовательно,
 $[\lambda] = \frac{m^2}{m^2 \cdot c} = c^{-1}$.

Проводимость можно считать составленной из проводимости, обусловленной положительными ионами, и проводимости, обусловленной отрицательными ионами:

$$\lambda = \lambda_+ + \lambda_-, \quad (6.22)$$

где $\lambda_+ = qu_+n_+$; $\lambda_- = qu_-n_-$; λ_+ и λ_- – полярные проводимости.

Поскольку в атмосфере содержатся ионы различных подвижностей, проводимость, обусловленная ионами разных групп, составляет:

$$\lambda = qn_l u_l + qu_{cp} n_{cp} + qu_t N_t. \quad (6.23)$$

Если учтём средние значения подвижности ионов разных групп, становится понятным, что даже при значительном числе тяжёлых ионов в атмосфере основной вклад в значение проводимости вносит первое слагаемое в (6.23). Согласно расчётам, проводимость атмосферы более, чем на 95%, обусловлена лёгкими ионами.

Проанализируем (6.20) и (6.23). Как правило, в атмосфере каждый ион несёт лишь один заряд. Как показали многолетние наблюдения, проводимые в различных физико-географических районах, в нижнем слое атмосферы, непосредственно прилегающем к земле (приземный слой), средняя концентрация лёгких ионов равна примерно 300 – 500 пар ионов в кубическом сантиметре. При

этом число положительных лёгких ионов обычно несколько больше числа отрицательных лёгких ионов: $\frac{n_+}{n_-} > 1$. Соотношение $\frac{n_+}{n_-}$ равно примерно 1,10–1,20.

Важно заметить, что проводимость атмосферы значительно больше зависит от подвижности ионов, чем от их числа. Для лёгких ионов $\frac{\lambda_+}{\lambda_-} > 1$.

Что касается средних и тяжёлых ионов, то соотношение положительных и отрицательных ионов так же, как и для группы лёгких ионов, больше единицы и составляет около 1,10.

Следует отметить, что проводимость в атмосфере зависит не только от концентрации лёгких, средних и тяжёлых ионов, но и от концентрации нейтральных частиц. Там и тогда, где и когда концентрация нейтральных частиц увеличивается, число лёгких ионов убывает, а тяжёлых – возрастает. В целом концентрация тяжёлых и особенно средних ионов отличается большим непостоянством во времени и пространстве.

На проводимость большое влияние оказывают метеорологические величины. Влияние всех характеристик прозрачности воздуха понятно [2, 3] – чем прозрачнее воздух, тем меньше в нём взвешенных частиц и, следовательно, выше проводимость. Даже при незначительном помутнении атмосферы увеличивается число нейтральных ядер, на которых оседают лёгкие ионы. В результате подвижность ионов падает, проводимость уменьшается. Особенно резко и заметно снижается проводимость во время сильных туманов.

На проводимость воздуха достаточно сильно влияет атмосферное давление – более низкому давлению соответствует более высокая проводимость. Это связано с тем, что при низком атмосферном давлении (циклонический характер погоды) наблюдаются интенсивные и устойчивые восходящие движения различного характера. С одной стороны, такие движения усиливают выход радиоактивной эманации [3] из земных капилляров, что приводит к увеличению числа заряженных частиц. С другой стороны, восходящие

движения приводят к процессам облакообразования. Из некоторых облаков [4] выпадают осадки. В ходе выпадения осадков воздух очищается от тех ядер, на которых произошла конденсация водяного пара и на которые оседают ионы. В итоге подвижность ионов и, следовательно, проводимость воздуха увеличивается. Более того, выпавшие на землю осадки, обладающие зарядами, увеличивают интенсивность процесса образования ионов в воздухе, хотя вода, образовавшаяся на почве, как указывалось выше, снижает выход радиоактивных веществ из почвенных пор.

Высокое атмосферное давление (антициклонический характер погоды) связано с нисходящими движениями воздуха. Нисходящие движения способствуют накоплению пыли и других аэрозолей в нижних слоях атмосферы, что понижает проводимость. Формирование облаков с антициклонами не связано, возможна лишь их трансформация с последующим размыванием. О формировании осадков при высоком атмосферном давлении не приходится и говорить.

Быстрые изменения атмосферного давления приводят к столь же быстрому изменению проводимости воздуха.

Непосредственное увеличение проводимости под влиянием коротковолновой солнечной радиации наблюдается лишь в высоких слоях атмосферы. Вместе с тем, влияние солнечной радиации на проводимость в низких слоях атмосферы происходит опосредованно, через влияние температуры почвы и температуры воздуха.

При повышении температуры почвы увеличивается выделение радиоактивной эманации, т.е. повышается мощность основного ионизатора в нижних слоях атмосферы – естественной радиоактивности. Вследствие этого проводимость нижних слоёв атмосферы увеличивается. Кроме того, повышение температуры почвы создаёт тепловой поток в атмосферу и повышает температуру воздуха. Это приводит к уменьшению его плотности, что, согласно уравнению состояния воздуха, формирует восходящие его движения. Влияние восходящих движений воздуха на его проводимость рассмотрено выше.

Понятно, что на проводимость оказывают влияние характеристики ветра и влажность воздуха. Скорость и направление ветра, а также характер движения воздуха определяют распределение нейтральных ядер в атмосфере, а в определённой мере – и распределение заряженных частиц.

Влажность воздуха влияет на число ионов разных подвижностей, а поэтому – и на проводимость воздуха. Кроме того, влажность определяет укрупнение облачных частиц и образование осадков, влияние которых на проводимость рассмотрена выше.

Интересны выводы непосредственных измерений, которые свидетельствуют о зависимости проводимости от прохождения атмосферных фронтов. В случаях прохождения холодных фронтов резкое изменение проводимости наблюдалось непосредственно при прохождении приземной линии фронта через пункт наблюдения. В случаях же тёплых фронтов изменение проводимости наблюдается несколько раньше прохождения приземной линии фронта. Такое изменение проводимости соответствует характеру распределения систем облаков в тёплом и холодном фронтах.

Понятно, что на проводимость оказывают влияние и другие метеорологические величины, но в настоящем пособии мы не имеем возможности рассмотреть этот вопрос более подробно.

Проводимость атмосферы имеет периодические изменения – как годовые, так и суточные колебания.

В годовом ходе проводимость в большинстве случаев в средних широтах северного полушария обнаруживает максимальные значения в тёплое время года и минимальные значения в холодное время. Это, скорее всего, связано с усилением радиоактивной эмиссии через поры земной коры и с увеличением подвижности ионов при повышении температуры почвы и воздуха. Вместе с тем, годовой ход проводимости зависит и от местных условий (характера подстилающей поверхности, который, например, непременно скажется на степени запылённости и степени увлажнённости воздуха), от преобладающих атмосферных процессов, от наличия и профиля промышленного производства.

Суточный ход проводимости атмосферы выражен в достаточной мере. В средних широтах северного полушария максимум обычно наблюдается в ранние утренние часы, что ярче выражено летом, а минимум – в поздние утренние, дневные и ранние вечерние часы. В поздние вечерние и ночные часы проводимость снова увеличивается.

Утренний максимум связан с наибольшей чистотой атмосферы в ранние часы, когда и число лёгких ионов, и их подвижность увеличиваются.

Над некоторыми пунктами наблюдений может появиться вторичный, хоть и небольшой, максимум после полудня. При этом сохраняется минимум перед полуднем и вечерний минимум.

Над океанами проводимость в течение суток изменяется незначительно.

С высотой проводимость в целом увеличивается, причём до 3 км проводимость изменяется незакономерно. В случаях её убывания это происходит из-за ослабления влияния радиоактивности почвы и, следовательно, воздуха с высотой. Однако именно в нижних слоях атмосферы наблюдается значительное количество аэрозолей и аэрозольных сред в нижних слоях атмосферы – пыли, частиц туманов, дымок, облаков. Понятно, что слои с указанными аэрозольными средами являются и слоями пониженной проводимости, выше которых проводимость с высотой растёт.

Выше 3 км наблюдается закономерный рост проводимости атмосферы, связанный с ростом эффективности ионизации воздуха космическими лучами, который, безусловно, нарушается в слоях облаков. Так проводимость атмосферы на высоте около 6 км увеличивается примерно в 10 раз по сравнению с проводимостью у подстилающей поверхности, поэтому значения напряжённости на высоте 6 км составляют всего 10% от её значения у земли.

7. ИОНОСФЕРА

Название слоя говорит о том, что в нём содержится большое число ионов и свободных электронов. Поскольку нижняя граница этого слоя расположена на высоте около 60 км, а иногда – 50 км, понятно, что данный слой высокой ионизации представляет собой сильно разряженную ионизированную газовую среду.

Для специалистов изучение ионосферы интересно, прежде всего, тем, что процессы, определяющие электрическое состояние различных слоёв атмосферы, зависят от её физических свойств – от газового состава, атмосферного давления, плотности и температуры воздуха на этих высоких уровнях и от некоторых других величин.

В конечном итоге, можно решить обратную задачу, т.е., зная особенности ионосферы в каждый определённый момент времени или в определённый промежуток времени, можно судить о газовом составе и параметрах атмосферы в достаточно высоких слоях.

Безусловно, определение состояния ионосферы помогает решать практические задачи, связанные с распространением электромагнитных волн в атмосфере. Более того, именно радиотехнические методы, основанные на влиянии отдельных слоёв высокой ионизации на распространение электромагнитных волн различной частоты, являются важными методами изучения как электрического, так и общего физического состояния атмосферы на больших высотах. Именно благодаря высокой проводимости определённых слоёв в верхней атмосфере ионосфера и была обнаружена, поскольку упомянутые слои отражают радиоволны.

Наблюдения за перемещением неоднородностей в ионосфере позволяют судить о направлении и скоростях ветра в этих высоких слоях.

7.1. Факторы образования ионосферы

Увеличение числа ионов и свободных электронов с высотой связано уже с тем, что в вертикальном направлении падает плотность воздуха. В таких условиях при действии ионизаторов частицы воздуха постепенно полностью становятся ионами. В связи с редкостью встреч ионов противоположных знаков, положительных ионов и свободных электронов, маловероятны и процессы рекомбинации. Таким образом, время жизни ионов увеличивается.

Смесь газов, являющихся полностью или в преобладающем числе частиц ионами, представляет собой плазму.

Ионизатор атмосферы на таких больших высотах – коротковолновое излучение Солнца.

Указанный ионизатор является причиной зависимости расположения слоёв ионосферы и концентрации заряженных частиц в них от времени года и суток, а также от активности Солнца. Так наблюдения подтвердили достаточно тесную связь состояния ионосферы с 11-ти летним циклом солнечной активности.

При вторжении в атмосферу Земли значительных корпускулярных потоков от Солнца, особенно во время наибольшей солнечной активности, а также при хромосферных вспышках [3], когда в атмосферу Земли поступает интенсивная коротковолновая радиация, в ионосфере наблюдаются различные нарушения.

7.2. Строение ионосферы

Регулярные наблюдения за состоянием ионосферы показали, что на фоне увеличения электронной концентрации с высотой отмечаются ещё и достаточно устойчивые области с повышенной концентрацией заряженных частиц. Эти образования отражают радиоволны, поступающие к ним от подстилающей поверхности. Данные области (ионосферные слои) получили свои названия. Основные среди них – слои *D*, *E*, *F* (F_1 и F_2). Указанные слои различаются между собой высотой расположения, концентрацией электронов в единице объёма воздуха, числом соударений электронов

и, следовательно, способностью отражать, поглощать и пропускать волны определённых длин.

Слой *D* расположен на высотах 50 (60) – 80 км и обладает максимальной электронной концентрацией $1 - 3 \cdot 10^3$ эл/см³. От слоя *D* отражаются только длинные волны, а средние и короткие волны в слое *D* в основном частично поглощаются и проходят в более высокие слои. По сравнению с другими слоями ионосферы в этом слое отмечается слабая ионизация.

Важно отметить, что слой *D* существует только в дневное время, точнее, в тот период суток, когда в него попадает излучение Солнца. Это связано с тем, что в данном слое плотность воздуха больше, чем в других ионосферных слоях, следовательно, чаще происходит рекомбинация ионов и электронов. После захода Солнца число свободных электронов быстро падает, поэтому слой *D* практически исчезает.

Слой *E* имеет нижнюю границу на уровне примерно 100 км. Что касается верхней границы, то её уровень оценивается значениями 120, 140 и 160 км по данным разных исследований. При этом отмечается, что высота нижней границы слоя *E* весьма постоянна во времени – и в течение суток, и в течение года. В то же время концентрация электронов в слое *E* в дневные и ночные часы неодинакова. Так максимальная электронная концентрация в дневные часы составляет $1 - 2 \cdot 10^5$ в кубическом сантиметре, а в ночное время – только $5 \cdot 10^3$. Иными словами, в ночные часы слой *E*, как правило, не обнаруживается, поскольку концентрация заряженных частиц, в частности электронов, не очень отличается от концентрации в окружающих данный слой областях. В слое *E* проводимость обусловлена главным образом ионами.

Итак, в слое *E* рекомбинация ионов и электронов происходит достаточно быстро, поэтому после захода Солнца уровень ионизации и в этом слое быстро падает. Однако в отличие от слоя *D* в слое *E* остаётся некоторый остаточный уровень ионизации после захода Солнца. В результате слой *E* исчезает лишь ночью.

Слой *F* – самая мощная, но размытая по высоте ионизированная область, самая важная для дальних связей.

Высота и мощность этого слоя зависит от времени года, суток, от состояния Солнца.

Летом и в дневные часы слой F распадается на два слоя – F_1 и F_2 . При этом слой F_1 расположен на высоте примерно 200 км (140–220 и выше), а слой F_2 – на высотах 220 (250) – 350 (400 и выше) км. Ночью слои F_1 и F_2 сливаются в один слой F . В ночное время положение нижней границы слоя F от сезона практически не зависит, а в дневное время зимой она расположена ниже, чем летом. Вместе с тем, в зимнее время раздвоения слоя F практически не наблюдается. В данном слое, особенно на больших высотах, имеются в большом количестве свободные электроны. Максимальная концентрация их в слое F оценивается значением порядка 10^6 электронов в кубическом сантиметре.

Уровень ионизации ночью в слое F падает, как и в слоях D и E . Однако слой F расположен выше других слоёв, плотность воздуха в нём гораздо меньше, поэтому процессы рекомбинации протекают здесь гораздо медленнее. В результате ионизация сохраняется в слое F всю ночь.

Что касается газового состава ионосферы, то в слоях D и E преобладают ионы молекулярного кислорода и молекулярного азота. В слое F преобладают ионы атомарного кислорода (с небольшой примесью ионов атомарного азота), а на самых высоких уровнях слоя появляются ионы гелия и водорода.

Кроме указанных, достаточно устойчивых во времени и пространстве слоёв D , E и F , наблюдаются гораздо менее устойчивые слои, которые иногда существуют достаточно долго – от нескольких часов до суток и более. Эти слои называют спорадическими слоями или ионосферными облаками. Данные ионосферные ионизированные образования являются дополнительными отражающими слоями.

Так, например, часто в ионосфере встречается спорадический слой E_s . Своё название этот слой получил по причине его расположения на одной высоте со слоем E , но с более высокой электронной концентрацией. Иными словами, слой E_s принимает вид отдельных областей повышенной ионизации в пределах слоя E . Данные области и получили название ионосферных облаков.

Впрочем, не только спорадические слои имеют вид отдельных облаков. Ионосфера в целом весьма неоднородна и очень неустойчива – часто отражающие слои ионосферы состоят из отдельных ионизированных образований, которые также называют ионосферными облаками. Эти облака в свою очередь являются неоднородными образованиями, которые постоянно перемещаются, образуются, исчезают, изменяют свои размеры и параметры.

Вместе с тем, ионосфера имеет некоторое среднее состояние, которое чаще всего и наблюдается. Это среднее состояние называется «нормальным».

При наиболее сильных и резких нарушениях нормального состояния ионосферы, что, как правило, происходит в полярных широтах, наблюдаются так называемые ионосферные бури. В это время ионосфера демонстрирует самое неустойчивое состояние – в ней ярко выражена «облачная» структура, о которой речь шла выше, особенно в слое *F*. Понятно, что данные нарушения приводят к резкому нарушению радиосвязи на высоких частотах, иногда к полному прекращению связи на коротких волнах.

Во время ионосферных бурь увеличивается электронная концентрация, причём не только в слое *F*, но и в слое *E*. При нарушениях среднего состояния ионосферы наступает резкое усиление поглощения всех радиоволн короткого диапазона.

В годы максимума солнечной активности очень горячая атмосфера Солнца посылает исключительно мощное ультрафиолетовое и рентгеновское излучение. Прослеживается связь ионосферного состояния с 11-летним циклом солнечной активности, проявлением которой, в частности, является и число солнечных пятен. Наблюдения показывают хорошую связь состояния ионосферы с числом пятен на Солнце.

7.3. Распространение электромагнитных волн

Для электромагнитных волн ионосфера является оптически менее плотной средой, чем нижерасположенные слои.

Исследования В.Л. Гинзбурга и Я.Л. Альперта показали, что распространяющиеся в ионосфере радиоволны можно рассматривать как лучи. При таком подходе среда, в которой оптическая плотность меньше, имеет и меньший показатель преломления, чем среда с большей оптической плотностью. Тогда при переходе электромагнитной волны из нижних слоёв атмосферы в ионосферу наблюдается её преломление. Иными словами, электромагнитная волна будет отклоняться от нормали у поверхности раздела, причём отклонение тем больше, чем больше ионизация слоёв ионосферы.

Заметим, что хотя название ионосфере дали ионы, основное влияние на распространение радиоволн в действительности оказывают электроны. Если в слоях высокой ионизации число заряженных частиц с высотой увеличивается, то электромагнитный луч будет описывать кривую. На той высоте, где плотность ионизации будет достаточно большой для данной электромагнитной волны, луч примет горизонтальное направление и, как бы отразившись от вышерасположенных слоёв, повернёт к земной поверхности.

Известно, что

$$\mu_1 \sin \varphi_1 = \mu_2 \sin \varphi_2, \quad (7.1)$$

где μ_1 и μ_2 – показатели преломления на границе двух сред; φ_1 и φ_2 – углы, образованные лучом с нормалью к его траектории на границе двух сред.

(7.1) – закон преломления светового луча на границе двух прозрачных сред. В ионосфере (в среде с меньшей оптической плотностью) луч с увеличением ионизации будет всё больше отклоняться от нормали к поверхностям раздела между слоями, описывая кривую, обращённую вогнутостью к земной поверхности. На некоторой высоте в точке с наибольшей плотностью ионизации для данного луча он и повернёт к земле (рис. 7.1).

Для рассматриваемого луча можно записать уравнение его траектории:

$$r\mu \sin \varphi = \text{const}, \quad (7.2)$$

где r – расстояние от центра земли до рассматриваемой точки траектории данного луча; μ – показатель преломления; φ – угол, образованный лучом с направлением r .

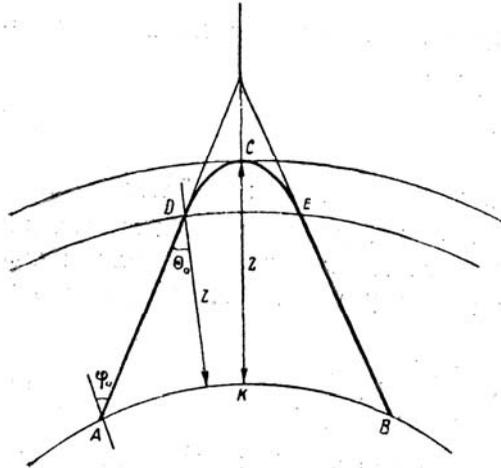


Рис. 7.1. Отражение электромагнитной волны в ионосфере

В (7.2) $r = R + h$, где R – радиус земли. У поверхности земли $r = R$, а $\mu \approx 1$.

В этом случае:

$$R \sin \varphi_0 = (R + h)\mu \sin \varphi, \quad (7.3)$$

где φ_0 – угол между направлением выходящего луча и вертикалью; h – высота над уровнем моря.

На некоторой высоте $h = z$, если частота ω не очень высока (круговая частота напряжённости электромагнитного поля), то угол φ становится равным 90° , а $\sin \varphi = 1$. В этой точке (рис. 7.1) луч примет направление, параллельное земной поверхности – произойдёт отражение волны. Для данной точки будет справедливо уравнение:

$$(R + z)\mu = R \sin \varphi_0. \quad (7.4)$$

(7.4) является условием, необходимым для возвращения луча к земной поверхности.

На рис. 7.1 отражение луча происходит в точке C.

Как было указано выше, при распространении электромагнитных волн происходит не только их отражение, но и поглощение. При этом поглощение играет весьма существенную роль.

7. Ионосфера

Электромагнитные волны вызывают колебания свободных электронов, на что затрачивается определённая энергия.

В слое *D* происходит поглощение энергии электромагнитных волн. Слой *D* препятствует, таким образом, попаданию электромагнитной волны в более высокие слои. Исключение составляют ночные часы, когда слой *D* исчезает.

С ростом частоты преломление убывает, поэтому луч проходит выше. Отражение от слоя *D* могут испытывать лишь волны самой низкой частоты.

В слоях *E* и *F*, как и в слое *D*, электромагнитные волны вызывают колебания свободных электронов. Однако плотность воздуха здесь меньше, меньше и потери энергии на взаимодействия со свободными электронами.

Охватывающие весь Земной шар электромагнитные волны требуют нескольких отражений. В свою очередь подстилающая поверхность является отражателем для лучей, вернувшихся к ней от ионосферы, посылая их снова к ионосфере. Так происходит распространение электромагнитных волн по горизонтали (рис. 7.2).

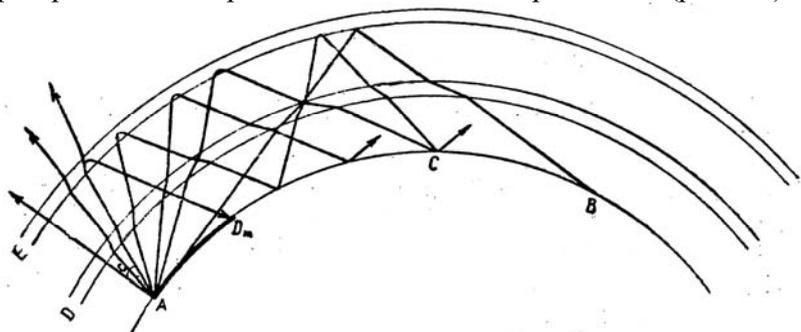


Рис. 7.2. Распространение электромагнитных волн в атмосфере

При отражении от подстилающей поверхности и при прохождении слоя *D* электромагнитные волны испытывают потери энергии, но волны высокой частоты меньше поглощаются в слое *D*.

Заметим, что очень хорошими отражателями являются океаны, а достаточно плохими – пустыни.

8. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В АТМОСФЕРЕ

В атмосфере существует электрическое поле, направление которого определяется отрицательным зарядом земли и положительным зарядом атмосферы. В результате электрическое поле атмосферы всегда вертикально и направлено от атмосферы к земле. Действительно, неоднородность атмосферы в электрическом отношении по горизонтали намного меньше, чем в вертикальном направлении.

Интересная особенность электрического поля приземной атмосферы над сушей – электродный эффект вблизи земли.

Электродный эффект обнаруживается на высотах, как максимум, нескольких метров, а чаще – в пределах одного метра, что зависит от многих факторов, в частности, от прозрачности атмосферы и интенсивности процесса ионизации. Это говорит о том, что электродный эффект, безусловно, связан с метеорологическими условиями.

Электродный эффект заключается в образовании объёмных зарядов вблизи земной поверхности. Это связано с тем, что вертикальный ток проводимости в данном слое обусловлен в основном движением положительных ионов, при этом значения тока проводимости отрицательных ионов близки к нулю. В результате над отрицательными зарядами земли располагаются объёмные положительные заряды.

8.1. Напряжённость электрического поля в атмосфере. Суточный и годовой ход напряжённости

Основной характеристикой электрического поля атмосферы, как и электрического поля любой другой среды, является напряжённость (E), численно равная:

$$E = -\frac{\partial\varphi}{\partial n}, \quad (8.1)$$

где φ – потенциал в некоторой точке поля. Каждая точка пространства этого поля обладает определённым потенциалом. Если соединить точки с одинаковым значением потенциала, то получим изопотенциальные поверхности, которые располагаются параллельно друг другу, т.е. не пересекаясь, над ровной подстилающей поверхностью. Однако над положительными формами рельефа (какими-либо подъёмами местности), различными высокими объектами на подстилающей поверхности и даже вокруг объектов в атмосфере изопотенциальные поверхности сближаются (рис. 8.1).

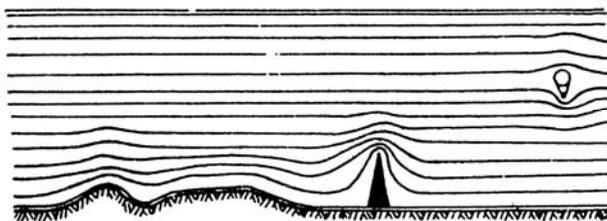


Рис. 8.1. Ход изопотенциальных поверхностей

Сближение изопотенциальных поверхностей свидетельствует об увеличении напряжённости электрического поля.

Над отрицательными формами рельефа (углублениями любого рода) изопотенциальные поверхности расходятся.

Поскольку электрическое поле в атмосфере вертикально, особую значимость имеет вертикальная составляющая напряжённости (E_z). Как правило, вертикальная слагающая напряжённости направлена вниз, к подстилающей поверхности. Градиент потенциала, как над сушей, так и над океанами, является положительным – по отношению к подстилающей поверхности атмосфера заряжена положительно.

В приземном слое напряжённость имеет высокие значения – если перемещаться вдоль силовых линий электрического поля, т.е. сверху вниз, то около земли наблюдается резкое увеличение E_z ,

что связано с электродным эффектом, т.е. с наличием близко расположенных объёмных зарядов противоположных знаков.

Система земля – атмосфера представляет собой гигантский конденсатор, одной обкладкой которого является земля, другой – ионосфера. Между обкладками этого «конденсатора», на которых сосредоточены отрицательные и положительные заряды соответственно, создаётся разность потенциалов, благодаря которой наблюдается электрическое поле в атмосфере. Между ионосферой и подстилающей поверхностью постоянно течёт электрический ток, который стремится разрядить «конденсатор».

В среднем у поверхности земли напряжённость, численно равная градиенту потенциала, составляет примерно 130 В/м. Исключительной особенностью электрического поля атмосферы является практически постоянство значения E как в различных точках земли, так и в различное время года.

Конечно, при определённых процессах в атмосфере, о которых речь пойдёт ниже, напряжённость поля может даже значительно измениться, однако, эти изменения локальные и временные, впоследствии обязательно установится указанное выше значение или близкое к нему.

С высотой напряжённость уменьшается по экспоненциальному закону, чему в немалой степени способствует рост проводимости атмосферы с высотой по закону, близкому экспоненциальному. Достаточно медленное убывание значения напряжённости электрического поля в атмосфере связано с перемешиванием слоёв воздуха по вертикали. Вместе с тем, плавный ход изменения напряжённости электрического поля атмосферы нарушается наличием объёмных зарядов, главным образом, зарядов облаков.

На значение напряжённости электрического поля в атмосфере непременно скажется перемещение зарядов по высоте. Так перемещение объёмных зарядов вверх приводит к уменьшению напряжённости поля у поверхности земли, а опускание объёмных зарядов – к увеличению напряжённости этого поля.

Наличие приземных инверсий (рост температуры воздуха с высотой вблизи земли) увеличивают напряжённость поля у подсти-

лающей поверхности, поскольку такие слои играют роль своеобразной «крышки», т.е. в силу соотношения плотностей более холодного и более тёплого воздуха задерживают перемещение холодного воздуха вверх. Под инверсией в таких случаях происходит накопление загрязнений, что приводит к увеличению числа тяжёлых ионов, уменьшающих проводимость воздуха.

Если же в атмосфере прослеживаются неупорядоченные движения заметной интенсивности (неустойчивая атмосфера, в которой развита турбулентность), то возможно двоякое влияние на электрическое поле. Если заряды создаются в большей мере на высотах в атмосфере, турбулентность усилит поле у подстилающей поверхности; если же в большей мере заряды создаются у подстилающей поверхности, то турбулентность ослабит поле у подстилающей поверхности. В любом случае турбулентность приводит к выравниванию свойств среды. Не забудем и тот факт, что турбулентность не только влияет на перемещение зарядов, но и способствует их появлению.

Заметим, что градиент потенциала несколько изменяется с широтой места – он больше в средних широтах, убывая к экватору и к полюсам.

Что касается периодических изменений напряжённости электрического поля, то они обнаруживают синхронность на всём Земном шаре.

Годовой ход напряжённости электрического поля имеет один максимум и один минимум, т.е. является простым. При этом в северном полушарии максимальные значения приходятся на зимние месяцы (декабрь – февраль) когда Земля находится ближе всего к Солнцу, а минимальные – на летние месяцы (июнь – август), когда Земля находится дальше всего от Солнца.

В средних широтах амплитуда годовых колебаний имеет наибольшие значения, уменьшаясь как к более высоким, так и к более низким широтам.

В южном полушарии амплитуда годовых колебаний напряжённости меньше, чем в северном полушарии, но экстремальные значения отмечаются в те же месяцы, что и в северном полушарии.

Таким образом, изменения напряжённости в течение года происходят примерно одинаково, во всяком случае, в одни и те же месяцы на всём Земном шаре.

Исключение составляют лишь тропические области, где наблюдаются два максимума и два минимума в значениях напряжённости электрического поля.

Если проводимость возрастает с высотой по экспоненциальному закону, что часто наблюдается над океанами и полярными районами (значительно реже над континентами в более низких широтах), то напряжённость электрического поля по этому же закону будет убывать. Такие профили нередко наблюдаются в хорошую погоду.

В суточном ходе напряжённости электрического поля тоже прослеживаются общие черты, характерные для большинства территорий. Так над океанами, над полярными районами, и над земной поверхностью в более низких широтах, но на некоторой высоте над нею, максимальное значение напряжённости поля отмечается примерно в 18–19 часов по гринвичскому времени, минимальное значение – в 03–04 часа по гринвичскому времени. Интересно то, что указанный суточный ход напряжённости электрического поля подобен (или во многом подобен) суточному ходу интенсивности грозовой деятельности, значения которой были рассчитаны для всего Земного шара.

Вблизи же земной поверхности к указанным максимуму и минимуму в значениях E добавляются вторичные максимум и минимум, наблюдаемые по местному времени и связанные с местными особенностями территорий, в частности, с атмосферными явлениями (облака, в особенности, облака грозовые, осадки, метели, позёмки, пыльные бури и другие атмосферные явления).

Таким образом, измерения над океанами являются более «чистыми», поскольку над континентами аэрозоли осложняют картину атмосферного электричества – загрязнения уменьшают проводимость и увеличивают напряжённость электрического поля, особенно в самых нижних слоях атмосферы.

Синхронные изменения напряжённости электрического поля атмосферы, прослеживаемые и в годовом, и в суточном ходе во всех точках Земного шара, получили название унитарных вариаций электрического поля атмосферы.

Наблюдения показали, что ход суточной унитарной вариации подобен ходу изменения площади морей, освещённой солнцем в течение суток.

Интересен и тот факт, что во время возрастания напряжённости электрического поля на всей Земле (примерно 19 часов гринвичского времени) Земля ориентирована относительно Солнца так, что полдень приходится на район Канадской магнитной аномалии (южный геомагнитный полюс в настоящее время находится в арктической части Канады).

Изменения напряжённости электрического поля связаны с изменениями сопротивления вертикального столба воздуха (R) между подстилающей поверхностью и ионосферой. Основной вклад в сопротивление атмосферы вносят её нижние слои. Это связано с концентрацией аэрозолей в нижних слоях, точнее, в нижней и средней тропосфере (0–2 км и 2–6 км соответственно).

Запыление атмосферы в случаях безоблачной погоды и наличие облачных аэрозолей (капель воды или кристаллов льда) в случаях погоды облачной обуславливают уменьшение проводимости атмосферных слоёв. Иными словами, облачная погода или безоблачная, но в замутнённой атмосфере процесс приводит к одному и тому же результату – происходит оседание лёгких ионов на тяжёлых ядрах, которые имеют небольшие скорости перемещения. Образовавшиеся тяжёлые ионы имеют малое смещение в электрическом поле, следовательно, напряжённость поля увеличивается.

8.2. Электрическое поле атмосферы в условиях отсутствия облаков

Физическое состояние атмосферы, при котором облаков нет или их количество невелико (не более 2–3 баллов), называют «хорошей» погодой.

Напряжённость электрического поля атмосферы в условиях хорошей погоды заметно зависит от запылённости атмосферы. С увеличением концентрации аэрозолей учащаются процессы оседания лёгких ионов на тяжёлых ядрах, которые, как уже указывалось выше, имеют малые скорости перемещения. Образуются тяжёлые ионы, ослабляющие проводимость и увеличивающие напряжённость электрического поля атмосферы. Такое явление нередко прослеживается в приземном слое атмосферы.

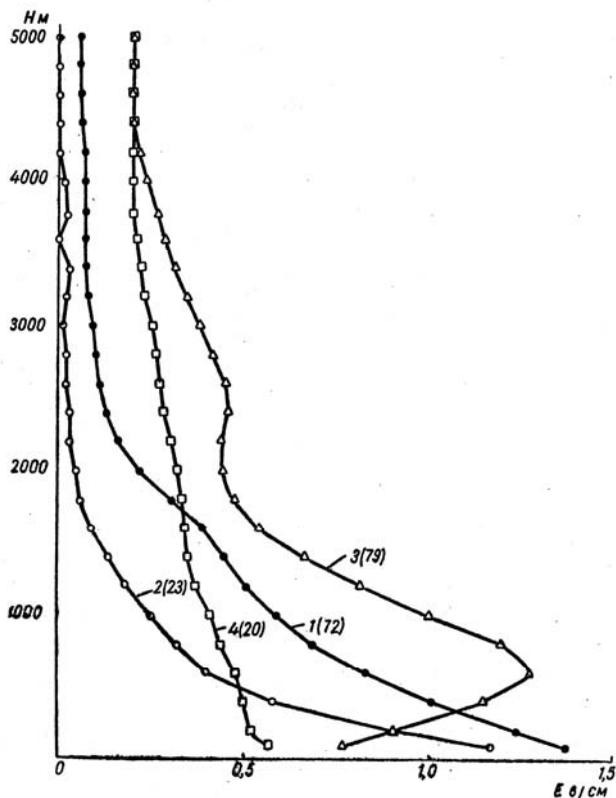


Рис. 8.2. Ход напряжённости электрического поля E с высотой в ясные дни над Ленинградом: 1, 2, 3, 4 – профили 1, 2, 3, 4 групп соответственно

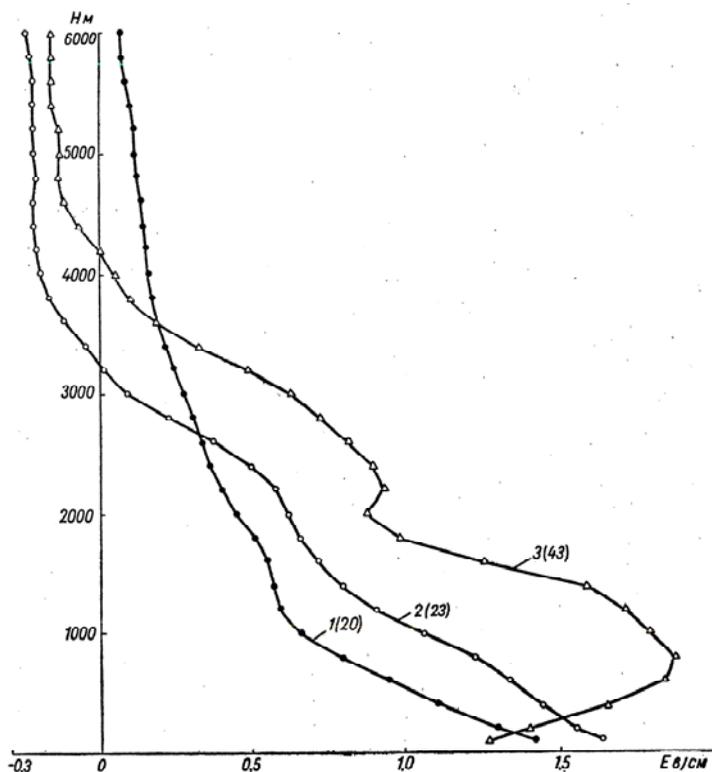


Рис. 8.3. Ход напряжённости электрического поля E с высотой в ясные дни над Киевом: 1, 2, 3, 4 – профили 1, 2, 3, 4 групп соответственно

И.М. Имянитов и Е.В. Чубарина во второй половине XX в. на достаточно большом материале, полученном в процессе самолётных зондирований, пришли к выводу о том, что 97% всех профилей напряжённости электрического поля в дни с хорошей погодой можно отнести к одной из 4-х групп (рис. 8.2, 8.3):

1) положительная напряжённость поля монотонно убывает с высотой (по экспоненциальному закону);

2) положительная напряжённость поля монотонно убывает с высотой, меняя знак на определённой высоте;

3) напряжённость поля сначала растёт с высотой, достигая наибольших значений на высоте примерно 300–700 м, затем убывает с увеличением высоты, нередко меняя знак на уровне 3000–4000 м;

4) напряжённость поля мало меняется с высотой («вялый профиль»).

При анализе полученных профилей оказалось, что чаще всего изменение напряжённости электрического поля можно было отнести к первой и особенно к третьей группам профилей (34 и 43% от общего числа профилей в дни с хорошей погодой). На вторую и четвертую группы пришлось примерно 12 и 10% соответственно от общего числа профилей.

Авторы отмечали, что в ясные дни профили третьей группы наблюдались в случаях с дымками, пылью, с температурной инверсией (рост температуры с высотой). Инверсии являются задерживающими слоями для аэрозолей. Иными словами, в дни увеличения напряжённости электрического поля с высотой отмечалось снижение проводимости слоёв воздуха у земной поверхности вследствие появления в данном слое повышенной концентрации аэрозолей.

Профили первой группы наблюдаются в случаях, когда отрицательный заряд земли лишь частично компенсируется в слое измерения положительным зарядом атмосферы; если же положительный заряд атмосферы оказывается больше отрицательного заряда земли, то наблюдаются профили второй группы. Профили четвертой группы наблюдались в дни с относительно небольшой напряжённостью электрического поля у земли.

Обращает на себя внимание и изменение профилей напряжённости электрического поля в течение суток. Так около 14 часов местного времени увеличивается количество примесей в атмосфере, поэтому уменьшается проводимость и увеличивается напряжённость электрического поля.

И.М. Имянитов и Е.В. Чубарина рассмотрели кривые суточного хода напряжённости электрического поля на высотах от земли до уровня 5000 метров по среднему гринвичскому времени. Оказалось, что, например, по данным в Воейково у подстилающей по-

верхности в суточном ходе напряжённости электрического поля наблюдаются два максимума – в 5 часов (7 часов местного времени) и более расплывчатый максимум в 13–17 часов гринвичского времени. Однако уже на высоте 100 метров первый максимум исчезает, а второй максимум становится более острым и смещается к 18 часам гринвичского времени, что имеет отношение к унитарной вариации напряжённости поля. И далее, на всех высотах в слое 100–500 метров, кривые демонстрируют унитарную вариацию напряжённости поля, общую для всего Земного шара. Данная вариация, как было указано выше, особенно чётко прослеживается над океанами. В целом ряде случаев указанная унитарная вариация прослеживается и выше 500 метров. Обнаруженная унитарная вариация в ходе напряжённости электрического поля, безусловно, указывает на общие для всего Земного шара причины изменения напряжённости. Что же касается дополнительных экстремальных значений данной величины, то они, конечно же, связаны с местными влияниями. Так, например, установлена тесная связь между распределением с высотой ядер конденсации и напряжённости электрического поля в атмосфере.

8.3. Электрическое поле атмосферы в облачную погоду

Как отмечалось выше, в условиях хорошей погоды, т.е. в случаях отсутствия облаков, туманов, метелей, пыльных бурь и вообще пыли, а также сильного ветра и некоторых других атмосферных явлений, особенно молний и осадков, электрическое поле обусловлено отрицательным зарядом земли и положительным зарядом атмосферы. При этом на электрическое поле атмосферы оказывают влияние все облака, однако это влияние неодинаково.

Облака слоистых форм и занимают большие площади, и существуют достаточно длительное время (иногда над одними и теми же районами). В результате значительная часть подстилающей поверхности закрыта именно такими облаками. В конечном итоге облака слоистых форм играют заметную роль в обмене зарядов между подстилающей поверхностью и атмосферой и, следовательно,

но, вносят существенный вклад в формирование рассматриваемого электрического поля.

Профили напряжённости электрического поля в дни со слоистыми, слоисто-кучевыми, высоко-слоистыми облаками весьма похожи на профили электрического поля 3-й группы в ясные дни. При этом уровни наибольшей напряжённости приходятся на слой расположения соответствующих облаков. Вместе с тем, замечено, что средние значения напряжённости электрического поля в случаях высоко-слоистых облаков значительно больше, чем в ясную погоду и при слоистых облаках.

В слоистых (*St*) и слоисто-кучевых облаках (*Sc*), не дающих осадков, электрическое поле в горизонтальном направлении достаточно однородно и постоянно.

8.4. Электрическое строение облаков

На основе достаточно большого фактического материала Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова (в лице И.М. Имянитова и Е.В. Чубариной) в середине XX в. провели исследования, позволяющие судить об электрическом строении облаков разных форм. В частности, рассматривалась поляризация облаков и наличие избыточного заряда какого-либо знака в облаках.

Поляризация облаков считается положительной, если в нижней их части располагаются отрицательные объёмные заряды, а в верхней части – положительные заряды.

Облака, заряженные каким-либо одним знаком, называются униполярно заряженными облаками.

8.4.1. Структура негрозовых облаков

Все облака слоистых форм могут служить генераторами зарядов и играть определённую роль в создании электрического поля атмосферы.

В случаях слоистых облаков (*St*) чаще всего наблюдалась положительная их поляризация (40% и более от общего числа случа-

ев) при наличии избыточного положительного заряда и положительно заряженные облака (около 30%). Отрицательно заряженные и облака с отрицательной поляризацией встречаются значительно реже.

Под слоистыми облаками, являющимися достаточно низкими, средняя напряжённость электрического поля даже ниже, чем в дни без облаков. Это связано с отрицательным объёмным зарядом поверхности земли и часто встречающейся положительной поляризацией данных облаков, т.е. отрицательным же объёмным зарядом в нижней части облака.

Слоисто-кучевые облака (*Sc*) демонстрируют различия в электрическом строении летом и зимой. Так летом несколько преобладают облака с отрицательной полярностью, а зимой – с положительной. Понятно, что летом напряжённость электрического поля под облаками и в их нижней части больше, чем зимой.

Хотя летом и зимой условия для образования данных облаков складываются разные, но в целом за год примерно половина всех наблюдающихся облаков имеют положительную поляризацию с избыточным положительным зарядом.

Если же слоисто-кучевые облака были униполярно заряженными, то значительно чаще они были положительно заряженными облаками.

Кроме того, во всех случаях напряжённость электрического поля под положительно поляризованными облаками в среднем оказалась больше, чем под отрицательно поляризованными облаками.

Высоко-слоистые облака (*As*) заметно изменяют электрическое поле у поверхности земли и заметно сказываются на профиле напряжённости (изменении напряжённости поля с высотой). Как и в случаях слоистых и слоисто-кучевых облаков, профиль напряжённости электрического поля при высоко-слоистых облаках несколько напоминает профиль напряжённости 3-й группы в ясную погоду. Вместе с тем, средние значения напряжённости поля при этих облаках заметно больше, чем при ясной погоде.

Что касается электрической структуры высоко-слоистых облаков, то данные облака почти в одинаковом числе случаев были по-

ляризованы положительно при избыточном отрицательном заряде и отрицательно поляризованы при близком к нулю (или равном нулю) избыточном заряде.

Среди унитарно заряженных облаков положительно заряженными облака оказались почти в 2 раза чаще, чем заряженными отрицательно.

Электрическая структура слоисто-дождевых облаков более сложная, чем электрические структуры других слоистообразных облаков, поскольку эти облака имеют большую мощность и характерные для них обложные осадки, выпадающие в течение длительного времени.

Интересно, что в случаях слоисто-дождевых облаков, являющихся смешанными по микроструктуре, обнаружены особенности, характерные для кучево-дождевых облаков, но при меньшей напряжённости электрического поля. Как правило, под облаком и в нижней части облака отмечается небольшой положительный заряд, выше – большой отрицательный заряд, а в верхней части облака – большой положительный заряд.

В значительно более редких случаях отрицательной поляризации слоисто-дождевых облаков напряжённость электрического поля под облаком и в его нижней части сравнительно мала и слабо убывает с высотой. В целом облако почти не заряжено. У верхней границы облака наблюдается отрицательный заряд. Непосредственно над облаком также находится слой отрицательного заряда, а ещё выше – положительного заряда.

Кучевые облака небольшой мощности (*Cu hum.* и *Cu med.*) обычно заряжены практически полностью положительно, а заряды противоположного знака находятся в воздухе, окружающем облако. Когда кучевое облако становится более мощным (*Cu cong.*), в нём начинает прослеживаться положительная поляризация.

Электрическая структура облаков верхнего яруса изучена слабее, чем электрические структуры других негрозовых облаков. В связи с небольшим числом случаев исследованных облаков верхнего яруса невозможно выявить характерную электрическую структуру таких облаков.

Следует, однако, заметить, что электрические поля при перисто-слоистых облаках достаточно сложное – судя по малочисленным случаям исследуемых облаков данной формы, чаще наблюдались облака положительной поляризации и облака двойной положительной поляризации (снизу вверх располагаются слои с зарядами – минус, плюс, минус, плюс). Следующие по повторяемости наблюдались положительно заряженные облака. Вместе с тем, наблюдались и отрицательно заряженные перисто-слоистые облака, и облака с различным чередованием положительных и отрицательных зарядов.

8.4.2. Структура грозовых облаков

Кучево-дождевые облака всегда интересовали не только специалистов, но и всех людей, живущих на нашей планете. Эти облака отличаются от всех других облаков мощностью и характером осадков, а также внутренним строением в полях метеорологических величин – скорости и направления ветра, температуры, расположением слоёв с облачными частицами в разных фазовых состояниях, характером движения и, конечно, электрическим строением и грозowymi разрядами. Одним словом, исследованием кучево-дождевых облаков занимались учёные всего мира, которые создали различные модели данного облака, в том числе модели электрического строения.

Понятно, что в рамках настоящего пособия рассмотреть все и даже наиболее удачные модели кучево-дождевого облака не представляется возможным. Тем не менее, упомянем модель Симпсона (Simpson G.C.), которая развивалась этим учёным в первую половину XX века. Почему именно эту модель? Дело в том, что модель Симпсона и до сих пор приводится в различных учебниках по курсу физики, причём без критики её соответствия действительным положениям и фактам, имеющим опытное подтверждение.

В основу модели Симпсона положен механизм электризации облачных капель при их дроблении. Автор этой модели уделял особое внимание тому, что в кучево-дождевых облаках существует

область восходящих движений со скоростями 8 м/с и более. Указанная область, по мнению Симпсона, располагается ниже уровня изотермы 0°C (рис. 8.4).

Автор считал, что на данном уровне образуется задерживающий слой, в области наибольших вертикальных скоростей, где, поддерживаемые восходящими движениями, капли падать не могут. Однако такие большие капли, укрупнившиеся за время подъёма в облаке, устойчивость теряют и разрушаются. При этом процессе крупные капли получают положительный заряд, а мелкие – отрицательный заряд. Мелкие частицы уносятся восходящими потоками вверх, оседают на облачных капельках, создавая отрицательно заряженную область.

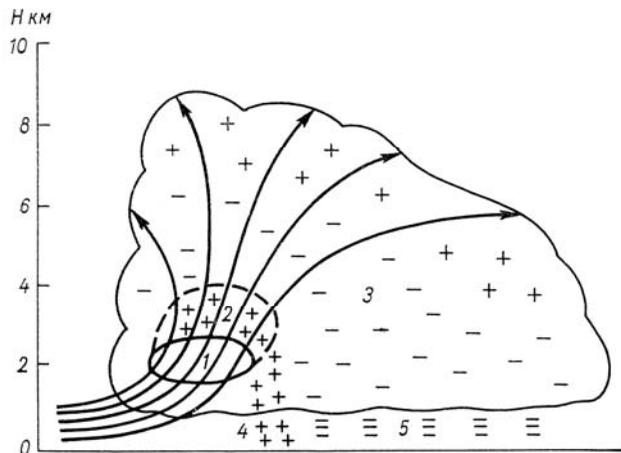


Рис. 8.4. Электрическое строение кучево-дождевого облака по Симпсону:

- 1 – область восходящих токов со скоростью 8 м/с, 2 – нижняя положительно заряженная область, 3 – основная отрицательно заряженная область, 4 – положительно заряженный дождь, 5 – отрицательно заряженный дождь

Крупные же, положительно заряженные капли, оказываются над областью сильных восходящих токов, создавая область положительных зарядов (область 2 на рис. 8.4). На периферии области положительных зарядов, где скорости восходящих потоков ниже, наблюдается крупнокапельный, положительно заряженный дождь

(область 4 на рис. 8.4). Из тыловой же части облака, по мнению Симпсона, будет выпадать мелкокапельный, отрицательно заряженный дождь (область 5 на рис. 8.4).

В первоначальной схеме Симпсона отсутствовала верхняя положительно заряженная область. Эта область была обнаружена в ходе непосредственных и многочисленных наблюдений. Были обнаружены и другие несоответствия теории Симпсона и реальных фактов. Это привело Симпсона к пересмотру модели кучево-дождевых облаков. Автор учёл то обстоятельство, что при низких температурах, какие действительно наблюдаются в верхней части изучаемого облака, присутствуют кристаллы. При соударении друг с другом в условиях неупорядоченных движений, характерных для кучево-дождевого облака, сами кристаллы получают отрицательные заряды, а воздух – положительные. В процессе падения ледяных кристаллов происходит разделение зарядов – внизу образуется отрицательно заряженная область, вверху – положительно заряженная область. Нижняя положительно заряженная область образуется под влиянием дробления капель. В общих чертах данная модификация имеет соответствия с реальным распределением зарядов в грозовых облаках, но всё-таки является упрощённой моделью кучево-дождевого облака. Что же касается количественной оценки зарядов, необходимых для развития грозового процесса, то те эффекты электризации, которые предложены Симпсоном, согласно расчётам, не могут играть главную роль в образовании грозового разряда.

Уже в 1937 г. было уверенно установлено, что вершина грозового облака заряжена положительно, ниже её расположена область отрицательных зарядов, а в основании почти всех грозовых облаков имеется ещё дополнительный объём с высокой концентрацией положительных зарядов. В негрозовых, т.е. обычных ливневых кучево-дождевых облаках такой объём отсутствует.

Согласно современным представлениям, распределение электрических зарядов в грозовом облаке значительно более сложное, чем представленное в модели Симпсона и других моделях того времени. В разных частях грозового облака имеются объёмные

положительные и отрицательные заряды. Речь идёт лишь о масштабе областей с этими зарядами.

Будем считать наиболее крупные области объёмных зарядов, т.е. зарядов, создающих основное электрическое поле в грозовом облаке, областями первого масштаба. Две такие области находятся в верхней и нижней частях облака – в верхней части, чаще всего выше изотермы -12°C , преобладают положительные заряды, в нижней же части преобладают отрицательные заряды. В самой нижней части облака наблюдаются объёмы второго (меньшего) порядка, в которых преобладают положительные электрические заряды.

Ещё более малый масштаб имеют некоторые области с положительными и отрицательными зарядами в различных частях облака.

Следует отметить важность наличия в грозовом облаке нижнего объёмного положительного заряда.

Заметим, что в начальной стадии развития кучево-дождевого облака (Cb) его электрическая структура похожа на структуру в мощном кучевом облаке (Cu cong.). Дополнительный положительный объёмный заряд в нижней части появляется в развитом кучево-дождевом облаке.

Конечно же, давно стоял вопрос причин поляризации облаков, особенно облаков грозовых. Почему в верхней части облака сосредоточены объёмные положительные заряды, а в нижней – отрицательные заряды?

Проводились различные эксперименты, в частности, те, целью которых являлось изучение электризации при фазовых переходах.

Представим себе, что имеется кусок льда с разными температурами на его концах. Тогда на более тёплом его конце концентрация ионов обоёго знака сначала будет выше, чем на более холодном. Однако такая система является неравновесной системой, поэтому в направлении меньшей концентрации начнут перемещаться ионы обоих знаков. При этом раньше в этом направлении окажутся лёгкие положительные ионы водорода H^+ , поэтому на более холодном конце куска льда сосредоточится положительный заряд, а на более тёплом – отрицательные ионы гидроксидов OH^- .

Проводились и другие опыты. Так брались два куска льда с разными температурами, которые на некоторое время соединялись, а затем разъединялись. Результаты оказались весьма убедительными: более холодный кусок приобретал положительный заряд, а менее холодный – отрицательный. Не забудем результаты приведённых опытов при рассмотрении кучево-дождевых облаков, сильно развитых по вертикали, в направлении которой температура заметно падает с высотой, в результате чего самая верхняя часть облака значительно холоднее той части, что расположена ниже.

Пусть теперь происходит замерзание капли воды. Вначале будет охлаждаться и затем замерзать внешняя часть капли. Электризация замерзающих капель объяснялась движением протонов в сторону образовавшейся ледяной оболочки. В конечном итоге, в наружном слое образуется избыточный положительный заряд, а во внутреннем слое – отрицательный. Далее при замерзании внутренней части капли эта, её центральная часть расширяется (как бы взрывается).

Одним словом замерзающая капля в какой-то момент устойчивости теряет. «Взрыв» внешней оболочки наступает на последней стадии замерзания капли. При разрыве частицы осколки внешнего ледяного слоя унесут с собой положительный заряд, остаток частицы (её внутренняя часть) оказывается заряженной отрицательно. Мелкие осколки, заряженные положительно, уносятся восходящими потоками воздуха, т.е. вверх, увеличивая объёмный положительный заряд в верхней части облака.

Таким образом, следует помнить, что и твёрдая, и жидкая фаза воды являются самодиссоциирующими средами, т.е. в каждой из фаз происходит диссоциация – расщепление молекул воды (H_2O) на H^+ и OH^- . Поскольку концентрация этих ионов в твёрдой фазе меньше, чем в жидкой, при непосредственной близости этих фаз образуется поток ионов обоих знаков через фронт кристаллизации – из жидкой фазы в фазу твёрдую. Конечно же, быстрее этот фронт проходят лёгкие и более подвижные ионы водорода (H^+). В результате в верхней ледяной части облака создаётся избыточный положительный заряд.

Исключительно важен вопрос появления дополнительного объёмного положительного заряда в нижней части развитого кучево-дождевого облака.

Физиками предложено немало моделей, объясняющих появление этого дополнительного объёмного заряда. Попытаемся разобраться в этом вопросе, учитывая основные имеющиеся факты.

Дело в том, что молекулы воды – это диполи, обращённые положительным зарядом вниз, отрицательным зарядом – вверх. Что касается капель и кристаллов воды, то и те, и другие могут захватывать ионы из окружающего воздуха.

Пусть молекула воды укрупнилась и преодолела силы сопротивления воздуха. Такая капля будет падать в облаке (это ещё не выпадение осадков, поскольку капля находится в пределах облака). При падении нижняя часть капли захватывает отрицательные ионы из встречного потока. Понятно, что верхней частью капли труднее захватывать из обтекающего её потока положительные ионы, чем нижней частью этой же капли захватить отрицательные ионы из встречного потока. В конечном итоге дипольная капля воды становится заряженной отрицательно и, укрупняясь, постепенно оседает вниз. Положительные же ионы, не захваченные верхней частью капли, увлекаются восходящими потоками воздуха вверх, в вершину облака.

В развитом кучево-дождевом облаке весьма сильны вертикальные движения различного характера, особенно движения восходящие (компенсирующие их нисходящие движения прослеживаются в околооблачном пространстве и лишь в небольшом количестве – в развитом кучево-дождевом облаке [4]). Под влиянием таких движений крупные капли деформируются – сплющиваются, теряют устойчивость и дробятся (разбрызгиваются). В таких случаях мелкие капли получают заряд одного знака, крупные – другого. При столкновении облачных частиц происходит обмен зарядами. Кроме того, облачные капли приобретают заряды при трении их о воздух, между собой и с кристаллами; те же процессы приводят и к электризации кристаллов.

Укрупнившиеся капли, заряженные отрицательно на определённом этапе развития кучево-дождевого облака, уже не будут за-

хватывать отрицательные заряды из встречного потока. Более того, мелкие капли, столкнувшись с частью этих, наиболее крупных капель, не всегда сливаются с ними, а, отскочив от них, унесут отрицательный заряд их нижней части. В свою очередь отрицательные ионы, не захватываемые теперь нижней частью отрицательно заряженных крупных капель, тоже уносятся вверх, в среднюю часть облака, увеличивая там объёмный отрицательный заряд. Если этот процесс имеет достаточную интенсивность, то часть крупных капель, лишившись части отрицательного заряда, и образуют дополнительный объёмный положительный заряд.

Когда-то немецкий физик Филипп Эдуард Антон Ленард (в конце XIX – начале XX века) высказал идею о двойном электрическом слое крупных капель. Согласно этой теории, в нижней части развитого кучево-дождевого облака, в той его части, где особенно неустойчивы крупные капли, последние разбрызгиваются. При этом мелкие брызги уносят вверх отрицательные заряды внешнего электрического слоя бывшей крупной капли, а оставшаяся, более крупная часть капли в нижней части облака создаёт дополнительный объёмный положительный заряд. Возможно, все физики описывали один и тот же процесс, но по-разному его толковали.

В целом в результате всех указанных процессов (а указаны не все процессы) в кучево-дождевом облаке образуются объёмные заряды разных знаков и масштабов.

8.5. Токи в атмосфере

Электрические токи в атмосфере возникают вследствие переноса в ней электрических зарядов, причём под действием не только электрических, но и механических сил.

Выделяют пять основных типов электрических токов в нижних слоях атмосферы:

- 1) токи проводимости;
- 2) конвективные токи;
- 3) турбулентные токи;
- 4) токи смещения;

- 5) токи осадков;
- 6) токи молний;
- 7) токи с острий.

Ток проводимости имеет место в атмосфере всегда. Он обусловлен движением ионов вдоль силовых линий электрического поля атмосферы. Этот ток направлен к подстилающей поверхности, принося к ней положительные заряды. На значение тока проводимости заметное влияние оказывают такие атмосферные явления, как мгла, а также загрязнение атмосферы дымом и пылью. В это время вертикальный ток проводимости заметно уменьшается, а может даже поменять направление, т.е. будет направлен от земной поверхности в атмосферу, если пыль в воздухе заряжена отрицательно и её количество значительно.

Конвективные токи возникают из-за переноса заряженных частиц упорядоченными и неупорядоченными движениями в атмосфере. Токи, связанные с переносом заряженных частиц в атмосфере воздушными потоками, могут играть весьма заметную роль при развитой турбулентности (при неупорядоченных движениях) – турбулентные токи. Такие движения наблюдаются в случаях развития мощных кучевых и особенно кучево-дождевых облаков.

Токи смещения возникают при достаточно больших по значению быстрых изменениях электрического поля, поэтому упомянутые токи учитываются не всегда. Интересно, что такие токи изучаются в моменты солнечных затмений. Так установлено, что токи смещения были зарегистрированы при переходе в фазу полного солнечного затмения (приборы регистрировали максимальную скорость изменения напряжённости электрического поля по вертикали во время изучаемого явления).

Большое значение придаётся токам с острий. Считается, что токи с острий играют большую роль в создании электрического поля атмосферы.

Что касается осадков, то они несут на себе электрические заряды, которые могут быть как положительными, так и отрицательными. В результате перемещения частиц от облака к подстилающей поверхности в атмосфере создаётся электрический ток.

Замечено, что обложные осадки несут преимущественно положительные заряды. Ливневые осадки несут оба знака заряда – в зависимости от степени развития кучево-дождевого облака преобладают заряды того или иного знака.

Средняя сила тока отрицательных зарядов больше, чем положительных, однако частота выпадения осадков с положительными зарядами значительно больше, чем осадков с отрицательными зарядами. В конечном итоге суммарный ток осадков приносит к земле положительный заряд, как и ток проводимости.

Молнии связаны с очень большими токами. Традиционно считается, что на Земном шаре каждую секунду возникает около 100 молний. Из них $\frac{3}{4}$ приносят на землю отрицательные заряды и только $\frac{1}{4}$ – положительное.

В результате баланс электрических токов в атмосфере выглядит следующим образом. Под влиянием токов проводимости и токов осадков, приносящих к земле положительные заряды, отрицательный заряд земли должен непрерывно уменьшаться. Однако известно, что этот заряд практически не меняется, если его оценивать за достаточный промежуток времени, составляя $5,7 \cdot 10^5$ Кл.

9. РАЗРЯДЫ В АТМОСФЕРЕ

Для любого разряда необходимо наличие достаточно сильного электрического поля. Напряжённость электрического поля тем больше, чем больше концентрация не просто зарядов, а зарядов, разделённых в пространстве. Речь идёт о формировании объёмных зарядов одного знака в какой-либо части пространства и объёмных зарядов противоположного знака в другой его части. Обычно выделяют две стадии генерации зарядов в облаке:

- 1) образование зарядов противоположных знаков;
- 2) разделение этих зарядов в пространстве.

Итак, большая разность потенциалов, с которой и связана большая напряжённость электрического поля в атмосфере, создаёт неравновесную систему облака. Разряды в атмосфере снижают эту разность потенциалов. Иными словами, разряды в атмосфере являются механизмом, посредством которого система «облако» стремится к равновесному состоянию, поскольку любая система стремится к равновесию.

При развитии грозových процессов увеличивается разность потенциалов между подстилающей поверхностью и ионосферой, В свою очередь рост разности потенциалов увеличивает напряжённость электрического поля. Усиление поля приводит к увеличению токов разрядки. Напряжённость поля и токи разрядки усиливаются до тех пор, пока ток разрядки не станет равным току зарядки.

9.1. Молнии. Условия их возникновения

Итак, для развития гигантского искрового разряда, каким являются молнии, необходимо достаточно сильное электрическое поле.

Заряды облака локализованы на отдельных многочисленных гидрометеорах, т.е. на облачных частицах – каплях, снежинках, градинах. Заряджение этих частиц связано с различными процессами. К таким процессам относятся фазовые переходы, захват ионов,

коронирование, соударения, дробление, слияние частиц. Наиболее интенсивные процессы заряжения гидрометеоров связаны с фазовыми переходами, т.е. с изменениями фазового состояния гидрометеоров.

Далее необходимо пространственное разделение зарядов противоположных знаков в облаке для возникновения большой разности потенциалов.

Разделение гидрометеоров с зарядами различных знаков может происходить в результате их различных аэродинамических характеристик и под влиянием воздушных потоков в гравитационном поле Земли.

При совместном влиянии указанных факторов в различных частях облака происходит накопление зарядов противоположных знаков, т.е. создаются объёмные заряды. Это и приводит к усилению электрического поля в облаке.

Вместе с тем, в облаке протекают процессы, препятствующие пространственному разделению зарядов. К таким процессам относится турбулентное перемешивание, которое всегда приводит к выравниванию свойств среды, и проводимость облака. Учёные считают, что основным фактором, ограничивающим процесс заряжения облака, является его достаточно высокая проводимость.

Заряд в облаке не распределён равномерно, а грозовые облака имеют достаточно большую мощность. По материалам самолётного зондирования в грозовых облаках обнаружены хаотически расположенные ячейки с различными зарядами разных размеров. При этом в отдельных ячейках плотность зарядов может быть значительно выше, чем в крупных частях облака или в облаке в целом.

Многие учёные считают, что в грозовом облаке возникают не только ячейки, но и микроячейки с очень резким усилением электрического поля. С учётом частоты возникновения этих образований и времени их жизни получается, что именно микроячейки оказывают значительно большее влияние на образование молний, чем заряд отдельных ячеек и тем более суммарный заряд основных частей грозового облака. Потому-то разряды молний наблюдаются

в грозовых облаках с различными средними зарядами и при этом отмечаются различные параметры молнии.

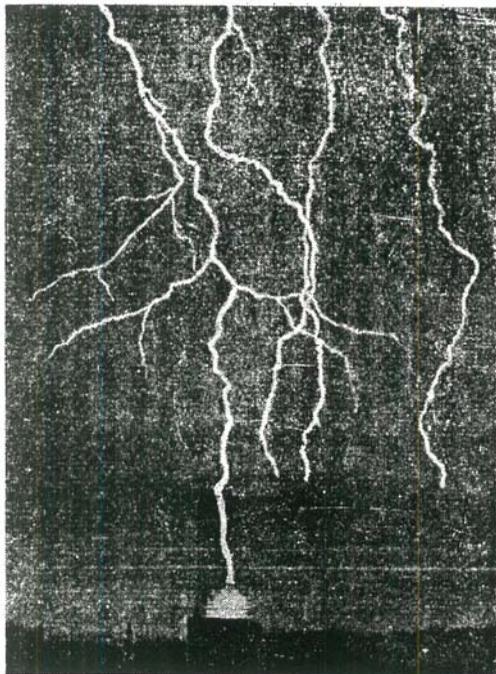


Рис. 9.1. Фото линейной молнии

Итак, пространственное разделение больших по величине объёмных зарядов приводит к тому, что между частями облака или между облаком и подстилающей поверхностью создаётся большая разность потенциалов, которая приводит к образованию молнии.

Заметим ещё, что развитое кучево-дождевое облако состоит из нескольких ячеек, которые различаются значениями всех параметров, в том числе, параметров электрических. Точнее говоря, электрические параметры в кучево-дождевом облаке зависят от возраста облака в целом, в частности от возраста ячейки, от всех характеристик движения воздуха в этой ячейке, от скорости падения

температуры воздуха в ней, от осадков, от свойств подстилающей поверхности, над которой проходит облако и т.д.

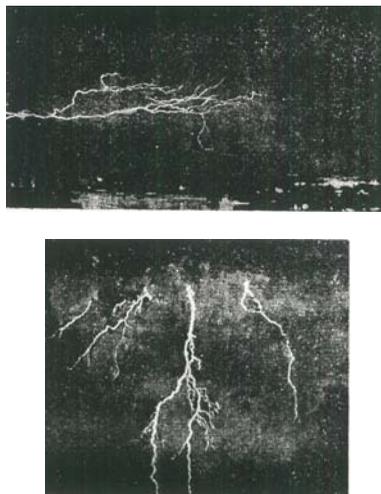


Рис. 9.2. Фото молнии

Формы молний разнообразны. Основные среди них – линейная, плоская, чёточная, шаровая молнии.

Чаще других мы наблюдаем линейную молнию (рис. 9.1, 9.2). Эта молния имеет много разновидностей. В любом случае молния имеет внутриоблачную и видимую части.

Плоская молния – это разряд, который протекает внутри грозового облака, охватывая значительную его часть. Внешне данный разряд выглядит следующим образом – облако как бы вспыхивает в значительной своей толще. Данная молния представляет собой бесшумное беловатое свечение и выглядит как вспышки рассеянного света.

Реже наблюдаются шаровые молнии (рис. 9.3). Возможно, шаровая молния не представляет собой самостоятельного явления. Чаще всего шаровая молния обнаруживается после сильного разряда линейной молнии. Иногда шаровая молния может возникнуть

при разрядах в облаках, а затем достичь подстилающей поверхности. Интересно, что иногда шаровые молнии наблюдались не только в отсутствии грозы, но даже и в отсутствии какой-либо облачности. Некоторые из них отмечались, при отдалённой грозе. Возможно, в таких случаях влияние разрядов молний на большие расстояния передавалось вдоль телеграфных линий или линий электропередачи.

Внешний вид шаровой молнии – светящийся шар или груша. Диаметр шаровых молний изменяется в достаточно широких пределах. Эта молния может проникать внутрь помещений через очень узкие щели и отверстия, после чего она восстанавливает свою форму. Движение шаровой молнии происходит как под влиянием электрического поля, так и под влиянием потоков воздуха. Кроме того, на движение шаровой молнии могут оказать влияние окружающие предметы.

Поведение шаровых молний может быть различным – она может незаметно исчезнуть, может оставаться неподвижной, оседая на поверхность предметов, может катиться по поверхности этих предметов, а может взорваться с оглушительным шумом. Таким образом, завершение существования шаровой молнии неоднозначно – она медленно гаснет, распадается на части и даже взрывается. Это зависит от скорости высвобождения энергии, аккумулированной внутри шаровой молнии. При мгновенном её высвобождении происходит взрыв, могущий произвести различные разрушения. При медленном высвобождении энергии шаровая молния исчезает постепенно, не причиняя вреда. Итак, в случае шаровой молнии мы имеем дело с определённым объёмом вещества, обладающего некоторым запасом энергии.

Особенностью шаровой молнии является её автономность. Иными словами, шаровая молния не связана с какими-либо проводниками. Вместе с тем, она может свободно перемещаться, сохраняя свои параметры – размеры, форму, цвет.

Существует достаточно много гипотез (более 200 теорий) по поводу образования, перемещения, поведения и исчезновения шаровых молний.

Понятно, что в рамках настоящего пособия невозможно привести хотя бы несколько из них. Ограничимся двумя гипотезами.

Любая гипотеза должна быть в согласии со свойствами данного явления. Одна из гипотез базируется на положениях волновой теории. С точки зрения волновой теории перемещение шаровой молнии означает перемещение пучности электромагнитной волны. Однако встаёт вопрос, почему шаровые молнии не образуются в соседних пучностях стоячей электромагнитной волны?

Одной из наиболее реалистичных теорий шаровой молнии является кластерная теория.

Данная теория была предложена в 70-х гг. И.П. Стахановым. Изложим кратко суть этой теории. Известно, что дипольные молекулы взаимодействуют с ионами. В условиях большого количества таких молекул у иона может возникнуть вполне устойчивая, так называемая сольваторная оболочка. Иными словами, ион оказывается окружённым дипольными частицами, составляя фактически одну крупную молекулу – сольватированный ион (рис. 9.4). Такой ион называют ещё и кластерным ионом или кластером.

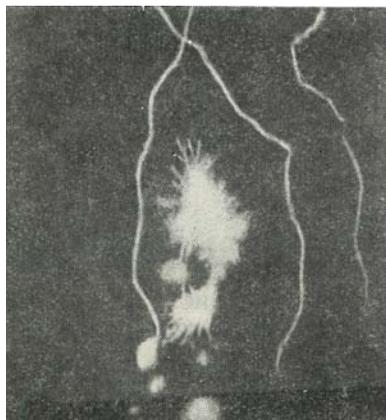


Рис. 9.3. Шаровая молния

Согласно кластерной теории, кластер – это прочно связанное соединение положительного или отрицательного иона с оболочкой

из дипольных, т.е. в целом нейтральных частиц. Такая оболочка предохраняет ион от рекомбинации его с частицами противоположного знака в окружающем данный кластер воздухе.

Предполагается, что шаровая молния состоит из кластерных ионов. По мнению автора кластерной теории, роль прочно удерживаемых дипольных частиц в атмосфере играет, скорее всего, вода. Поскольку кластерные оболочки задерживают процесс рекомбинации, понятны причины достаточно долгого существования шаровой молнии.

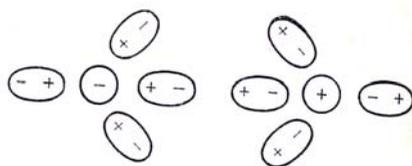


Рис. 9.4. Схема образования кластерного иона

Плотность вещества шаровой молнии больше плотности окружающего воздуха из-за того, что кластерные ионы являются достаточно тяжёлыми – четыре молекулы воды, имеющие в сумме молярную массу 72 кг/кмоль, да ещё и масса иона. Конечно же, с ростом температуры скорость процесса рекомбинации резко возрастает, поскольку с повышением температуры равновесие кластеров уменьшается. Вырвать заряд из кластерной оболочки возможно при деформации кластерной оболочки, например, во время столкновения её с окружающими предметами, или при сообщении кластеру определённого количества энергии в каком-либо ином процессе.

Ещё более редкое явление, чем шаровая молния, – молния чёточная или жемчужная. Внешне она представляет собой шары, находящиеся на некотором расстоянии друг от друга. Чаще всего эта молния наблюдается после разряда линейной молнии и полностью повторяет её траекторию. Чем-то чёточная молния напоминает бусы из драгоценного металла, отчего её иногда называют жемчужной. В отличие от линейной молнии эта молния не ветвится и

выглядит как цепочка из светящихся точек. Некоторые исследователи пришли к выводу о том, что чёточная молния не является самостоятельной формой молний, а представляет собой особый вид линейной молнии, канал которой при неизвестных пока условиях распадается на отдельные светящиеся части. Во всяком случае, условия наблюдения чёточной молнии такие же, как условия наблюдения линейной молнии.

9.2. Механизм развития линейной молнии

Молнии различают по направлению их развития – нисходящие и восходящие линейные молнии. Нисходящие молнии формируются в грозовых облаках и развиваются от облака к земле; восходящие молнии формируются у вершин заземлённых сооружений и развиваются по направлению к облаку. Более полно изучены и описаны линейные молнии между облаком и землёй – именно эти молнии являются причиной повреждения наземных объектов, представляя поэтому интерес для разработки молниезащиты.

Рассмотрим нисходящую линейную молнию. В зависимости от знака заряда, переносимого от облака к земле по её каналу, различают полярность молнии. Большинство молний переносят на землю отрицательный заряд.

Пусть имеется значительная разность потенциалов между кучево-дождевым облаком, в нижней части которого сосредоточены отрицательные объёмные заряды, и земной поверхностью, где в данном месте (под кучево-дождевым облаком) по индукции сосредоточиваются положительные заряды.

Такая ситуация возникает после пространственного разделения зарядов разных знаков и создания в результате этого процесса объёмных зарядов. В таких случаях напряжённость электрического поля в каком-либо месте облака увеличивается. В результате под действием усиленного электрического поля свободные электроны, образовавшиеся в процессе ускоряющейся ионизации, приобретают большие скорости. Эти свободные электроны, при столкновении с частицами воздуха в свою очередь производят ио-

низацию. В конце концов, вследствие данных процессов образуется лавинообразно нарастающий поток электронов, направленный в сторону земли, имеющей в это время положительный заряд.

Позади движущихся электронов остаются положительные ионы и большое число возбуждённых атомов и молекул. Возвращаясь в нормальное состояние, эти возбуждённые частицы излучают фотоны. Фотоны обгоняют лавины электронов, производя фотоионизацию. Заметим, что фотоны могут положить начало развития новых лавин электронов, которые усиливают и продвигают вперёд основную лавину.

У самой нижней части кучево-дождевого облака лавины быстрых электронов образуют плазменные нити – стример. Иначе говоря, стримеры дают начало плазменному каналу, по которому проходит импульс основного тока – сливаясь между собой, стримеры образуют основной канал молнии.

У нисходящей отрицательной молнии выделяют две, а иногда и три стадии развития – лидерную, главную и нередко финальную.

Удар молнии обычно состоит из нескольких импульсов, которые разделены весьма малыми интервалами времени. В промежутки между импульсами молнии электрический ток в её канале резко уменьшается, а, возможно, и вовсе прекращается.

Среднее число импульсов равно трём – четырём. Каждый из импульсов начинается лидером. Лидер первого импульса образует канал молнии, перемещаясь как бы по ступенькам. Этот лидер называется ступенчатым. Он как будто бы определяет путь, который в дальнейшем будут повторять заряженные частицы.

Во время лидерной стадии происходит пробой слоя облако – земля. Ионизация происходит в довольно узком канале, где очень велика проводимость. Постепенно канал и его разветвления заполняются отрицательными зарядами из облака.

По мере приближения головной части лидера напряжённость поля земной поверхности возрастает. Когда канал нисходящего лидера замыкается на землю, наступает главная стадия. Она заключается в том, что по возникшему проводящему пути происходит нейтрализация положительных ионов, скопившихся у земной

поверхности, и отрицательных зарядов облака, заполнивших канал и его разветвления.

Наиболее сильное и опасное воздействие молнии на наземные объекты и живые организмы связано именно с главной стадией. При нейтрализации канал сильно разогревается и ярко светится – происходит выделение энергии в виде излучения. Итак, во время главной стадии по каналу молнии протекают сильные токи, резко увеличивается яркость свечения канала молнии, появляется акустическое атмосферное явление – гром.

В финальной стадии происходит перенос заряда от облака к земле по каналу молнии, однако, процесс протекает менее интенсивно, чем в двух предыдущих стадиях. В результате финальная стадия обнаруживается не всегда. Вместе с тем, не весь заряд той части облака, в которой молния формируется, заполняет её канал в лидерной стадии. Это зависит от высоты грозового облака над подстилающей поверхностью, от протяжённости канала молнии и от некоторых других факторов. Оставшиеся заряды облака, находящиеся около канала молнии, и явятся причиной финальной стадии. Эта стадия может быть достаточно вялой, а может быть и сравнительно сильной.

Две или три перечисленные выше стадии образуют первую компоненту нисходящей отрицательной молнии. После первой компоненты обычно следует вторая или даже несколько компонент.

Любая следующая компонента начинается лидерной стадией. Все лидеры, однако, кроме первого, являются стреловидными, поскольку они используют канал, уже «приготовленный» первым (ступенчатым) лидером. Лидер первого разряда значительно сильнее лидеров последующих импульсов.

Повторные импульсы (компоненты) обусловлены тем, что первый из них разряжает обычно только часть облака. Последующие компоненты за первой вовлекают в разрядный процесс всё новые и новые объёмные заряды в разных грозовых ячейках кучево-дождевого облака.

Таким образом, разрядные процессы в облаках представляют собой каналы с различными разветвлениями. Их зона пронизывает

значительную часть объёма облака и снимает заряды с облачных частиц. Дело в том, что естественная проводимость облака не может обеспечить питание лидера без достаточно мощных процессов, поставляющих заряды в канал. Заметим, что разряды в повторных импульсах являются менее разветвлёнными, чем первый.

В некоторых случаях, например при наличии на земной поверхности высоких остроконечных предметов с большой напряжённостью на их концах, от последних могут подниматься ступенчатые положительные лидеры навстречу отрицательным лидерам, опускающимся к земле. В этом случае главный разряд начинается во время соприкосновения встречных лидеров и образуется более длительный разряд без повторного импульса.

Известно, что путь молнии пролегает там, где обеспечивается наиболее лёгкое развитие головки лидера. С одной стороны, молния стремится к наиболее возвышенным точкам, где больше напряжённость электрического поля, а, с другой стороны, молния стремится к местам с наибольшей электропроводностью подстилающей поверхности. В зависимости от силы воздействия каждого из указанных факторов молния ударяет либо в возвышенные участки, либо в низины с повышенной электропроводностью почвы, либо в водные среды.

Если молния отрицательная, но восходящая, то её первая компонента состоит из двух стадий – лидерной и финальной, но не содержит главной стадии. Это связано с тем, что лидер в конце своей траектории соприкасается не с поверхностью земли, а с малопроводящим облаком. Однако лидеры последующих компонент таких молний всегда продвигается по направлению к земле и не отличается по своей структуре от последующих компонент нисходящей молнии.

Значительно более редкой среди других молний является молния положительная. Положительные молнии, как правило, имеют всего одну компоненту, однако заряд, переносимый положительной молнией, может значительно превосходить суммарный заряд многокомпонентной отрицательной молнии. Положительные молнии бывают как нисходящими, так и восходящими.

9.3. Тихие разряды и их влияние на электрическое поле

В обычных условиях ионный ток создаётся ионами, образованными в основном радиоактивными элементами и космическими лучами. Любой, образованный в таком случае лёгкий ион, движется в электрическом поле до тех пор, пока он либо не рекомбинирует, либо не превратится в более тяжёлый ион.

В достаточно сильном поле ионы могут осуществить ионизацию. Напряжённость электрического поля в атмосфере сильно увеличивается не только во время гроз, но и при некоторых других атмосферных явлениях – снежных и пыльных бурях, шквалах и в некоторых других случаях.

Известно, что у остроконечных предметов напряжённость электрического поля увеличивается. Это проявляется в сближении силовых линий электрического поля в непосредственной близости от остроконечных предметов – изломов скал, мачт, башен, веток и даже травинки. Если напряжённость поля достигнет некоторого критического значения, электроны и ионы, образующиеся около острий, приобретают такую большую скорость, что производят ионизацию встречающихся молекул воздуха (ионизация через столкновение). Воздух у острий становится проводящим.

Такие разряды в отличие от молний могут сопровождаться шорохом, слабым треском и называются тихими или коронными разрядами. Обычно тихие разряды имеют вид кистевого разряда. При достаточно сильном электрическом поле разряды слабо светятся, поэтому когда-то их называли огнями святого Эльма.

Чаще всего в рассматриваемых явлениях отмечаются истечения положительных зарядов с острий. Это связано с тем, что наиболее сильные электрические поля, вызывающие тихие разряды, создаются при грозах. Грозы же связаны с грозовыми кучево-дождевыми облаками, которые в своей нижней части имеют объёмный отрицательный заряд. Речь, конечно же, идёт об основном нижнем отрицательном заряде в грозовых облаках. В таких условиях положительные заряды как бы «стекают» с острий в атмо-

сферу, что имеет непосредственное значение в формировании отрицательного заряда на земной поверхности.

Если над поверхностью земли имеется острие, то силовые линии электрического поля атмосферы сближаются над ним, повышается локальная напряжённость поля. Эта локальная напряжённость зависит от разности потенциалов между острием и окружающим пространством, следовательно, зависит от длины острия и градиента потенциала в атмосфере.

При увеличении градиента потенциала в атмосфере до некоторого критического значения возрастание напряжённости электрического поля у острия приводит к разряду. При дальнейшем увеличении градиента потенциала разряд захватывает всё большее пространство и, следовательно, всё большее число острий. Локальные разряды вблизи острий известны под названием коронных разрядов.

Наблюдения показали, что ток с острий может заметно влиять на напряжённость электрического поля. При приближении грозового облака на остриях возникал коронный разряд.

Интересно, что токи с острий связаны не только с металлическими остриями, но и, например, протекают через деревья. При этом дерево, покрытое листвой, даёт меньший ток, чем острие одинаковой с ним длины, но без листвы. Понятно, что токи через дерево оказались меньше, чем токи через металлические острия – это и подтвердилось при непосредственных наблюдениях.

10. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ВЕРХНИХ СЛОЁВ АТМОСФЕРЫ

Наша планета Земля является гигантским магнитом. Магнитное поле Земли возникает потому, что внутри нашей планеты существуют круговые токи вокруг её ядра. Строго говоря, геомагнитное поле генерируется источниками, расположенными как внутри Земли, так и в атмосфере – в магнитосфере и ионосфере.

Заметим, что южный полюс геомагнитного поля находится недалеко от географического северного полюса, а северный – недалеко от южного географического полюса, причём расстояния между геомагнитными и соответствующими им географическими полюсами не остаются постоянными во времени. Итак, географический северный полюс соседствует с геомагнитным южным полюсом, а географический южный – с геомагнитным северным полюсом. Наверное, следует пояснить такое положение полюсов. Дело в том, что когда-то физики условились считать конец магнита, из которого выходят линии магнитного поля, северным концом, а другой конец – южным.

Магнитное поле Земли было обнаружено позднее. Тогда-то и оказалось, что южный полюс геомагнитного поля находится в северном полушарии (недалеко от северных берегов Канады, медленно смещаясь к востоку), а северный полюс земного магнита расположен недалеко от берегов Антарктиды, вблизи южного географического полюса.

По оценкам специалистов напряжённость поля этого магнита невелика, однако геомагнитное поле оказывает очень большое влияние на нашу планету.

Ещё раз заметим, что названия полюсов сложилось исторически, переименовывать магнитные полюса уже поздно – не переписывать же все учебники физики и все работы по магнетизму. Переименовывать географические полюса тоже смысла не имеет –

это внесло бы путаницу во многие географические открытия и понятия. Просто запомним, что полярность магнитного поля Земли противоположна расположению географических полюсов.

10.1. Факторы, порождающие электрические токи в высоких слоях атмосферы

К верхним слоям атмосферы в зависимости от поставленных задач в исследовании атмосферы относят то все слои выше тропосферы (в средних широтах тропосфера – это слои от подстилающей поверхности до уровня 10–12 км), то слои выше мезосферы (от уровня 90 км и выше). При исследовании электрических свойств атмосферы обычно рассматривают слои, выделенные по наличию и количеству заряженных частиц – ионосферу и магнитосферу.

Самые верхние слои атмосферы сильно ионизированы излучением космического характера, куда входит и излучение Солнца. В то же время процессы рекомбинации в слоях с такой низкой плотностью маловероятны.

Итак, в высоких слоях наблюдается поток зарядов, а это значит, что и в этих высоких слоях течёт электрический ток. Кроме того, в самых высоких слоях атмосферы часто частицы воздуха находятся в возбуждённом состоянии, что приводит к определённым атмосферным явлениям, которые называются полярными сияниями

10.2. Полярные сияния

Внешне полярные сияния представляют собой особую форму свечения воздуха в верхних слоях атмосферы, являясь исключительно красочными атмосферными явлениями. Эти многообразные явления имеют электрическую природу, на что впервые указал М.В. Ломоносов в 1752–1753 гг.

Полярные сияния увеличивают освещённость подстилающей поверхности. Форма и окраска полярных сияний достаточно разнообразны, как и яркость свечения – от весьма тусклой до яркой.

Высота расположения полярных сияний изменяется от 80 км до 1200 км. Замечено, чем интенсивнее сияние, тем ниже по высоте расположено его основание.

Внешний вид полярного сияния может меняться достаточно быстро – форма, окраска, яркость и даже положение на небесном своде. Иногда полярные сияния неподвижны. Среди цветов чаще всего в полярных сияниях наблюдаются жёлто-зелёные и красные тона, однако иногда прослеживаются голубые и фиолетовые.

Обычно полярные сияния наблюдаются в полярных районах, хотя иногда их обнаруживают и в других широтах. Когда при многолетних исследованиях этого атмосферного явления провели линии равной их повторяемости (изохазмы), то оказалось, что они имеют форму, близкую к окружности с центром в области геомагнитных полюсов в каждом полушарии. При этом зона наибольшей повторяемости располагается на расстоянии примерно 23° от геомагнитных полюсов, а в обе стороны от данной зоны повторяемость полярных сияний уменьшается.

Наблюдения космонавтов уточнили эти представления. В частности, оказалось, что наиболее часто полярные сияния появляются в овальной зоне, расположенной асимметрично относительно геомагнитных полюсов: на расстоянии от полюса 23° на ночной стороне и 15° – на дневной стороне. В период магнитных возмущений граница овала (в северном полушарии – южная граница, а в южном полушарии – северная граница) расширяется до более низких широт.

Интересно, что полярные сияния в виде светящихся овалов вокруг северного и южного геомагнитных полюсов существуют практически непрерывно, а не только во время магнитных бурь или при солнечных вспышках.

Оказалось, что высота нижней части овала неодинакова на дневной и ночной сторонах Земли. Она составляет около 170 км и 115 км на дневной и ночной сторонах соответственно. В период магнитных возмущений нижняя часть овала опускается до 150 км на дневной стороне и до 90 км – на ночной стороне. Данное положение понятно, поскольку во время магнитных возмущений час-

тицы высоких энергий проникают и в более глубокие слои атмосферы.

Внутри овала наибольшей повторяемости сияний наблюдается совершенно особая форма этого явления, похожая на полярную шапку (полярная шапка – слабые и неустойчивые лучистые дуги и отдельные пучки лучей, вытянутые по направлению к Солнцу, в около полярной области), но с меньшей частотой и меньшей интенсивностью, чем те, которые изначально называли «полярной шапкой». Сияния внутри овала связаны с хромосферными вспышками [2, 3].

В приполюсных районах полярные сияния практически не наблюдаются.

Наблюдатели считают, что никогда не бывает совершенно одинаковых полярных сияний. Именно многообразие и изменчивость полярных сияний крайне осложняет их классификацию. Всё же полярные сияния первоначально были разделены на два больших класса.

К первому классу были отнесены спокойные формы, а ко второму классу – подвижные формы полярных сияний.

В первый класс вошли сияния в форме равномерных диффузных свечений, когда сияния не имеют резких границ. К этому же классу относятся сияния в виде светящихся поверхностей неопределённых форм с ритмическим изменением яркости. Кроме того, в этот же класс вошли сияния в виде дуг, которые являются наиболее частыми формами сияний. Дуги имеют вид арки от одной точки горизонта к другой (иногда наблюдаются несколько концентрически расположенных дуг). Сюда вошли и сияния в виде лент, которые образованы отдельными нитями.

Второй класс составили сияния, имеющие лучистую структуру. К этому классу относятся сияния в виде лучей, простирающиеся на большие высоты и быстро меняющие свою окраску, интенсивность, положение. Эти сияния не наблюдаются вместе со спокойными дугами, хотя другие формы сияний сопровождают достаточно часто.

Одной из форм сияний данного класса являются дуги, составленные из коротких лучей, находящихся в непрерывном движе-

нии. Внешний вид такого сияния – лента, собирающаяся в складки. Иногда длина лучей увеличивается, создавая вид кольшущегося и собирающегося в складки занавеса. Данное сияние может иметь вид веера или вееров, когда на небесном склоне появляются несколько параллельных занавесей. И, наконец, когда отдельные лучи или пучки лучей находятся на большой высоте и кажутся сходящимися в одной точке, их внешний вид напоминает корону. Считается, что эта форма полярных сияний наиболее красочна.

Иногда выделяли третий класс сияний – пламенеющие полярные сияния, похожие на вспышки пламени. Данные сияния – самые подвижные формы полярных сияний.

Однако мы говорим о внешнем виде полярных сияний. Между тем, выделенные классы полярных сияний различаются и по характеру физических процессов, приводящих к их образованию.

Так сияния первого класса редко связаны с ионосферными возмущениями и магнитными бурями. Сияния же второго класса всегда сопровождаются магнитными и ионосферными бурями, которые часто имеют большую интенсивность.

Полярные сияния – их повторяемость и интенсивность – тесно связаны с солнечной активностью. Эта связь особенно ярко выражена для сияний второго класса. В годы с максимальным числом солнечных пятен полярные сияния распространяются на значительно большие расстояния от геомагнитных полюсов, чем в годы минимальной солнечной активности, да и в годы со средним числом солнечных пятен.

Для специалистов в области изучения атмосферы наблюдения за полярными сияниями позволяет судить о составе атмосферы на больших высотах, о температуре и характере процессов, протекающих в этих слоях.

О составе воздуха судят по спектру полярных сияний. Этот спектр достаточно сложен и содержит около 500 линий и полос. Среди них наиболее характерными и интенсивными являются: желто-зелёная и красные линии атомарного кислорода, полосы (в сине-фиолетовой части спектра) ионов молекул азота, полосы нейтральных молекул азота (в фиолетовой части спектра) и ярко-

жёлтые линии натрия (так называемый дуплет натрия). Впрочем, спектр полярных сияний зависит от широты места наблюдения, от формы полярного сияния и высоты его расположения.

Понятно, что основная часть излучений принадлежит кислороду и азоту, т.е. главным компонентам состава воздуха в указанных слоях атмосферы.

За возникновение большинства ярких и подвижных форм полярных сияний ответственны потоки электронов, плотность которых составляет около 10^9 и даже 10^{11} в 1 секунду на квадратный сантиметр (для сравнения – плотность протонного потока обычно не превышает $3 \cdot 10^8$ в секунду на квадратный сантиметр).

Понятно, что в протонных полярных сияниях обнаружено излучение водорода.

Полярные сияния возникают вследствие возрастания корпускулярных потоков (в основном электронов и протонов), вторгающихся в атмосферу Земли.

Частицы воздуха под действием заряженных солнечных частиц переходят в возбуждённое состояние, а, возвращаясь в основное состояние, излучают квант света. Цвет излучений зависит от того, какая частица его излучила и от поглощённой ею энергии. Возбуждёнными могут быть как ионизированные частицы воздуха, так и нейтральные.

Слои расположения полярных сияний зависят не только от глубины проникновения солнечных частиц в атмосферу Земли, но и от плотности воздуха. В более низких слоях энергию возбуждения могут поглотить другие атомы и молекулы при столкновении с возбуждённой частицей. Это предотвратит излучение. В верхних же слоях атмосферы плотность мала, поэтому вероятность столкновения частиц воздуха в обычном состоянии с его возбуждёнными частицами невелика, следовательно, возбуждённые частицы излучают. Если таких частиц много, мы видим полярное сияние.

Попытки классифицировать полярные сияния предпринимались неоднократно. Так в период Международного Полярного года (1932 г.) специальная комиссия предложила классификацию полярных сияний опять-таки по внешнему виду, а в 1963 г. принята

уточнённая классификация, созданная Международной ассоциацией геомагнетизма и аэрономии. Согласно этой классификации, все полярные сияния объединялись в три группы:

1) спокойные полярные сияния, протянувшиеся через весь небесный свод вдоль геомагнитной параллели в виде дуг и полос; полосы часто имеют вид многоярусных занавесей, нависающих одна над другой;

2) лучистые формы в виде узких пучков света большой вертикальной протяжённости (достигают высот 1000–1100 км), вытянутых вдоль силовых линий геомагнитного поля;

3) диффузные формы – протяжённые однородные свечения, т.е. спокойные полярные сияния, протянувшиеся на большие пространства небесного свода.

Классификация, употребляемая и в наши дни, проведена по всем характеристикам полярных сияний, какими являются видимая форма, структура, яркость, положение, активность, характер, цвет полярного сияния.

10.3. Радиационный пояс Земли

Из точек геомагнитных полюсов (от одного полюса к другому) простираются силовые магнитные линии, составляющие магнитосферу.

Радиационный пояс нашей планеты образуется процессами взаимодействия магнитного поля Земли с потоками космической радиации, главным образом, солнечными потоками.

Радиационные пояса Земли образуются в результате захвата магнитным полем множества электрически заряженных частиц, летящих в нашу сторону из мирового пространства, в том числе от Солнца, не пропуская их к Земле. Эти частицы, задержанные магнитным полем Земли, и образуют вокруг нашей планеты кольцеобразный радиационный пояс. Иными словами, радиационный пояс любой планеты, в данном случае Земли, – область, в которой накапливаются и удерживаются проникшие в магнитосферу заряженные частицы высоких энергий.

На стороне, освещённой Солнцем, над экватором внешняя граница пояса совпадает с границей магнитосферы (на расстоянии около 10 радиусов от центра Земли); на неосвещённой стороне внешняя граница пояса находится на расстоянии примерно 8 радиусов от центра Земли.

Поскольку радиационный пояс содержит области с частицами, различающимися по своему составу и энергиям, традиционно этот пояс делится на несколько зон, которые тоже называют поясами. Изначально считалось, что Земля содержит два радиационных пояса:

- 1) внутренний протонный пояс с энергией протонов более $5 \cdot 10^{-12}$ Дж;
- 2) внешний электронный пояс с энергией электронов примерно 10^{-16} Дж.

В настоящее время обнаружен третий – внутренний электронный пояс (в области расположения этого пояса магнитное поле Земли достаточно слабое). Более того, открыли и четвёртый радиационный пояс, о котором ещё недостаточно сведений.

Итак, магнитное поле Земли крайне неоднородно, в частности, у полюсов оно «сгущается», поэтому движущаяся частица по мере приближения к полюсу испытывает всё большее сопротивление, пока не остановится вовсе. Далее она начинает двигаться в обратном направлении – к противоположному полюсу. Так она и двигается от полюса к полюсу. Строго говоря, заряженные частицы, попадая в «ловушку» магнитного поля Земли, совершают сложное движение. Это движение складывается из вращательного движения частицы вокруг магнитной силовой линии и поступательного движения вдоль магнитной силовой линии. В результате сложения этих составляющих движения частица как бы навивается на магнитные силовые линии.

Благодаря магнитному полю Земли, искривляющему траектории потоков заряженных частиц, прилетающих из космоса, большинство из них погибает Землю по замкнутым траекториям, не причиняя нам никакого вреда.

Таким образом, геомагнитное поле спасает нашу планету и жизнь на ней от пагубного влияния космической радиации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ещё Кельвин (примерно в 1868 г.) высказал своё мнение о том, что в будущем предсказание погоды будет осуществляться с помощью электрометра. Действительно, все атмосферные процессы и изменения в физическом состоянии атмосферы сопровождаются характерными изменениями электрических параметров атмосферы.

Так, например, установлен факт, что параметры атмосферного электричества изменяются за 1–2 часа перед началом тумана и за 0,5–1,5 часа перед диссипацией (разрушением) тумана.

Различные воздушные массы, которые определяют погодные условия, различаются между собой и значениями напряжённости электрического поля, и значениями проводимости, поскольку в разных воздушных массах прослеживается неодинаковое содержание ядер различного происхождения.

Понятно, что наиболее резкое изменение значений электрических характеристик наблюдается при смене воздушных масс, т.е. при прохождении атмосферных фронтов, разделяющих соприкасающиеся воздушные массы.

Понимая, что облачные системы тёплых и холодных атмосферных фронтов имеют существенные различия, можем догадаться, о том, что и направление изменения проводимости и напряжённости электрического поля, и изменение самих значений этих характеристик будут различными при прохождении тёплых и холодных фронтов.

Более того, при трансформации воздушных масс, т.е. при изменении их свойств под влиянием подстилающей поверхности, будут изменяться и электрические характеристики этих масс.

Что касается магнитных полей нашей планеты, то изменения их состояния оказывает влияние не только на образование магнитных бурь и, как следствие, полярных сияний, но опосредованно – и на формирование погодных условий. Эти связи в достаточной мере ещё не изучены, но они, безусловно, существуют и нуждаются в пристальном изучении.

Литература

1. Калашников С.Г. Электричество. М. : Физматлит. 2003. 624 с.
2. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. СПб. : Гидрометеоиздат, 2000. 778 с.
3. Рыбакова Ж.В. Физическая метеорология (отдельные разделы): учеб. пособие. Томск : Изд-во Том. ун-та, 2013. 363 с.
4. Рыбакова Ж.В. Облака : учеб. пособие. Томск : Изд-во Том. ун-та, 2014, 176 с. + 66 вкл.
5. Рыбакова Ж.В., Блинкова В.Г. Общая физика и некоторые аспекты физической метеорологии. Ч. 1: Механика : учеб. пособие. Томск : Издательский Дом ТГУ, 2015. 184 с.
6. Рыбакова Ж.В., Блинкова В.Г. Общая физика и некоторые аспекты Физической метеорологии. Ч. 2: Молекулярная физика. Термодинамика : учеб. пособие. Томск: Издательский Дом ТГУ, 2017ю 196 с.
7. Савельев И.В. Общий курс физики. СПб. : Лань, 2008. Т. 2. 350 с.
8. Фриш С.Э., Тиморева А. В. Курс общей физики. СПб. : Лань, 2009. 470 с.
9. Хромов С.П., Мамонтова Л.И. Метеорологический словарь. Л. : Гидрометеоиздат, 1974. 568 с.

Перечень приведённых рисунков

Рис 1.1. Сила взаимодействия между двумя точечными зарядами.

Рис.1.2. Картина расположения силовых линий в некоторых полях: силовые линии равномерно заряженных шариков: положительным (а) и отрицательным (б) зарядом, двух разноимённо (в) и одноимённо (г) заряженных шариков, в поле плоского конденсатора (д).

Рис. 1.3. Поток вектора напряжённости E через площадку S .

Рис. 1.4. Телесный угол.

Рис. 1.5. К выводу теоремы Остроградского – Гаусса.

Рис. 1.6. Электрическое поле равномерно заряженной плоскости.

Рис. 1.7. Электрическое поле у поверхности заряженного проводника.

Рис. 1.8. Электрическое поле внутри плоского конденсатора.

Рис. 1.9. Электрическое поле шарового конденсатора.

Рис. 1.10. Напряжённость поля поверхностно заряженной сферы (а) и объёмно заряженного шара (б).

Рис. 1.11. Электрическое поле цилиндрического конденсатора.

Рис. 1.12. К выводу уравнения Пуассона.

Рис. 1.13. Работа при перемещении заряда в электростатическом поле не зависит от формы пути.

Рис. 1.14. К определению работы перемещения заряда q на пути 1–2.

Рис. 1.15. Эквипотенциальные поверхности для поля точечного заряда.

Рис. 1.16. Нормаль к двум близким эквипотенциальным поверхностям.

Рис. 1.17. Электрический диполь.

Рис. 1.18. Диполь в однородном поле.

Рис. 1.19. Диполь в неоднородном поле.

Рис. 1.20. Модель неполяризованного (а) и поляризованного (б) диэлектрика.

- Рис. 1.21. К определению вектора поляризации P .
- Рис. 1.22. Электрическое поле в диэлектрике.
- Рис. 1.23. Напряжённость электрического поля имеет наибольшие значения у заострений проводника.
- Рис. 1.24. Соединение конденсаторов: параллельное (а), последовательное (б), смешанное (в).
- Рис. 2.1. Круговой ток зарядов для поддержания тока в цепи.
- Рис. 2.2. К выводу закона Ома в дифференциальной форме.
- Рис. 3.1. Два параллельных провода с токами I_1 и I_2 .
- Рис. 3.2. Линия магнитной индукции.
- Рис. 3.3. Силовые линии магнитного поля прямого тока.
- Рис. 3.4. К определению магнитной индукции поля движущегося заряда.
- Рис. 3.5. К выводу закона Био – Савара.
- Рис. 3.6. К определению магнитной индукции поля прямого тока бесконечной длины.
- Рис. 3.7. К определению магнитной индукции поля прямого тока конечных размеров.
- Рис. 3.8. Магнитное поле в центре кругового тока.
- Рис. 3.9. К закону Ампера.
- Рис. 3.10. Сила взаимодействия двух бесконечно длинных прямых токов.
- Рис. 3.11. Поток магнитной индукции через плоскую площадку.
- Рис. 3.12. Работа при перемещении тока в магнитном поле (переключатель перемещается вправо).
- Рис. 3.13. Работа при перемещении тока в магнитном поле (переключатель перемещается влево).
- Рис. 3.14. К определению циркуляции вектора \mathbf{B} при обходе по контуру, охватывающему ток.
- Рис. 3.15. К определению циркуляции вектора \mathbf{B} при условии, что ток не охватывается контуром.
- Рис. 3.16. Магнитный момент тока.
- Рис. 3.17. Модель молекулярных токов в однородно намагниченном магнетике и соответствующий им поверхностный ток.
- Рис. 3.18. Торoidalная катушка.

- Рис. 3.19. Соленоид.
- Рис. 3.20. Орбитальные магнитный и механический моменты электрона.
- Рис. 3.21. К объяснению диамагнетизма.
- Рис. 3.22. Кривая намагничивания ферромагнетика.
- Рис. 3.23. Петля гистерезиса.
- Рис. 3.24. Домены.
- Рис. 4.1. К явлению электромагнитной индукции.
- Рис. 4.2. К выводу формулы для эдс индукции.
- Рис. 4.3. Составляющие полной магнитной силы и внешняя сила.
- Рис. 4.4. Убывание и возрастание силы тока при размыкании (1) и замыкании (2) цепи.
- Рис. 4.5. К вычислению работы, совершаемой в цепи за время исчезновения магнитного поля (при размыкании цепи).
- Рис. 5.1. При изменении магнитного поля появляется вихревое электрическое поле.
- Рис. 5.2. Изменяющийся во времени ток проводимости I в металлическом проводнике замыкается в диэлектрике (или в вакууме) током смещения.
- Рис. 5.3. В общем случае внутри проводника имеются и ток проводимости, и ток смещения.
- Рис. 5.4. К выводу уравнений Максвелла в дифференциальной форме.
- Рис. 7.1. Отражение электромагнитной волны в ионосфере.
- Рис. 7.2. Распространение электромагнитных волн в атмосфере.
- Рис. 8.1. Ход изопотенциальных поверхностей.
- Рис. 8.2. Ход напряжённости электрического поля E с высотой в ясные дни над Ленинградом: 1, 2, 3, 4 – профили 1, 2, 3, 4 групп соответственно.
- Рис. 8.3. Ход напряжённости электрического поля E с высотой в ясные дни над Киевом: 1, 2, 3, 4 – профили 1, 2, 3, 4 групп соответственно.
- Рис. 8.4. Электрическое строение кучево-дождевого облака по Симпсону: 1 – область восходящих токов со скоростью 8 м/с, 2 – нижняя положительно заряженная область, 3 – основная отрица-

тельно заряженная область, 4 – положительно заряженный дождь, 5 – отрицательно заряженный дождь.

Рис. 9.1. Фото линейной молнии.

Рис. 9.2. Фото молнии.

Рис. 9.3. Шаровая молния.

Рис. 9.4. Схема образования кластерного иона.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
1. Электростатика	5
1.1. Электрические заряды	5
1.2. Закон Кулона	8
1.3. Электростатическое поле. Напряжённость электростатического поля	12
1.4. Поток вектора напряжённости электростатического поля. Теорема Остроградского – Гаусса. Уравнение Пуассона	17
1.5. Потенциал. Разность потенциалов. Работа в электростатическом поле	30
1.6. Диэлектрики в электрическом поле	42
1.6.1. Диполь в электрическом поле	42
1.6.2. Диэлектрики. Поляризация диэлектриков	45
1.6.3. Вектор поляризации	48
1.6.4. Вектор электростатической индукции	51
1.7. Проводники в электрическом поле	56
1.7.1. Равновесие зарядов на проводнике	56
1.7.2. Электроёмкость. Конденсаторы	59
1.7.3. Энергия заряженного конденсатора	65
1.7.4. Энергия электрического поля	66
2. Постоянный электрический ток	68
2.1. Электродвижущая сила	70
2.2. Закон Ома в интегральной и дифференциальной форме	73
2.3. Закон Джоуля – Ленца в интегральной и дифференциальной форме	75
3. Магнитное поле	77
3.1. Магнитное поле в вакууме	77
3.1.1. Магнитная индукция. Силовые линии магнитного поля	79
3.1.2. Магнитное поле движущегося заряда	82
3.1.3. Магнитное поле прямого тока и в центре кругового тока	85
3.1.4. Сила Лоренца	88
3.1.5. Закон Ампера	89
3.1.6. Поток вектора магнитной индукции	91
3.1.7. Работа, совершаемая при перемещении тока в магнитном поле ...	92
3.1.8. Дивергенция и циркуляция вектора индукции магнитного поля ..	94

3.2. Магнитное поле в веществе	98
3.2.1. Магнитное поле кругового тока. Вектор намагничивания	98
3.2.2. Напряжённость магнитного поля	101
3.2.3. Виды магнетиков	106
3.2.4. Природа молекулярных токов	107
3.2.5. Диамагнетизм и парамагнетизм	110
3.2.6. Ферромагнетизм	114
4. Электромагнитная индукция	118
4.1. Электродвижущая сила индукции	119
4.2. Явление самоиндукции	124
4.3. Энергия магнитного поля	127
5. Взаимные превращения электрических и магнитных полей.	
Теория Максвелла	130
5.1. Вихревое электрическое поле. Первое основное положение теории Максвелла	130
5.2. Ток смещения. Второе основное положение теории Максвелла. Полный ток	133
5.3. Второе уравнение Максвелла	139
5.4. Уравнения Максвелла в дифференциальной форме	141
6. Ионы в атмосфере	147
6.1. Виды ионов в атмосфере	147
6.2. Ионизаторы в атмосфере	152
6.3. Процессы исчезновения ионов различных групп	159
6.4. Проводимость в атмосфере	162
7. Ионосфера	168
7.1. Факторы образования ионосферы	169
7.2. Строение ионосферы	169
7.3. Распространение электромагнитных волн	172
8. Электрическое поле и токи в атмосфере	176
8.1. Напряжённость электрического поля атмосферы. Суточный и годовой ход напряжённости	176
8.2. Электрическое поле атмосферы в условиях отсутствия облаков	181
8.3. Электрическое поле атмосферы в облачную погоду	185
8.4. Электрическое строение облаков	186
8.4.1. Структура негрозовых облаков	186
8.4.2. Структура грозовых облаков	189
8.5. Токи в атмосфере	195

Оглавление

9. Разряды в атмосфере	198
9.1. Молнии. Условия их возникновения	198
9.2. Механизм развития линейной молнии	205
9.3. Тихие разряды и их влияние на электрическое поле	209
10. Электрические и магнитные поля верхних слоёв атмосферы	211
10.1. Факторы, порождающие электрические токи в высоких слоях атмосферы	212
10.2. Полярные сияния	212
10.3. Радиационный пояс Земли	217
Литература	219
Приложение	220

Учебное издание

**РЫБАКОВА Жанна Вениаминовна
БЛИНКОВА Вера Георгиевна**

**ОБЩАЯ ФИЗИКА
И НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ
ФИЗИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ**

Часть 3. Электричество. Магнетизм

Учебное пособие

Издание подготовлено в авторской редакции

Оригинал-макет А.И. Лелююр

Подписано к печати 27.07.2018 г. Формат 60×84¹/₁₆.

Бумага для офисной техники. Гарнитура Times.

Усл. печ. л. 13,2.

Тираж 50 экз. Заказ № 3331.

Отпечатано на оборудовании

Издательского Дома

Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Тел. 8+(382-2)–52-98-49

Сайт: <http://publish.tsu.ru>

E-mail: rio.tsu@mail.ru

ISBN 978-5-94621-738-5



9 785946 217385