

В. Ф. МИТКЕВИЧЪ

Магнитизмъ

и

Электричество

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

М. -

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ
С. БИРЮКОВСКОЕ
УПРАВЛЕНИЕ ВОДНОГО

~~2604~~

НЕ
УДУНТ
(ИПБТ)

537
66

ИНУВЕРЕНО

A

В. Ф. МИТКЕВИЧЪ

Профессоръ С.П.В. Политехническаго Института Императора Петра Великаго

26.11

1. Октяб. 18 г.

1955 г.
ИЗДАТЕЛЬСТВО

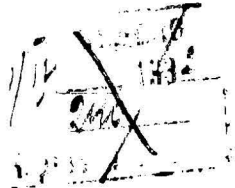
537
М66

МАГНИТИЗМЪ

И

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

78886
8291



Съ 111 рисунками.

ИНСТИТУТЪ МАГНИТИЗМА
А. ЛУНИНОЙ
ИЗСЛѢДОВАТЕЛЯ П. ГОЛОВА
ПЕТЕРБУРГЪ
1912

С.-ПЕТЕРБУРГЪ
ИЗДАНИЕ А. С. СУВОРИНА
1912

БИБЛИОТЕКА
ИМПЕРАТОРА ПЕТРА ВЕЛИКАГО
САНКТЪ-ПЕТЕРБУРГЪ

НБ
ДУИТ
(ИПЕТ)

О Г Л А В Л Е Н І Е .

ГЛАВА ПЕРВАЯ.

Магнитное поле.

§§	СТРАН.
1. Понятіе о магнитномъ полѣ	1
2. Законъ Кулона	3
3. Единица магнитной массы	6
4. Магнитная сила	7
5. Взглядъ Фарадѣя на природу магнитнаго поля .	10
6. Магнитная индукція	12
7. Магнитная проникаемость	13
8. Единица магнитной индукціи	15
9. Силовыя линіи магнитнаго поля	15
10. Линіи магнитной индукціи и магнитныя линіи	17
11. Магнитный потокъ	19
12. Единица магнитнаго потока	20
13. Непрерывность магнитнаго потока	20
14. Тѣла парамагнитныя и діамагнитныя	23
15. Магнитныя свойства желѣза. Гистерезисъ	25
16. Земное магнитное поле	26

ГЛАВА ВТОРАЯ.

Электрическій токъ. Основныя явленія.

17. Электромагнитная индукція тока	29
18. Проводники и непроводники	31
19. Характеристики электрической цѣпи: сила тока, электродвижущая сила и электрическое сопротивление	33
20. Законъ Ома	35
21. Магнитное поле тока	36
22. Направленіе тока и электродвижущей силы	37
23. Электромагнитная индукція. Направленіе тока и электродвижущей силы	40
24. Генераторы тока, основанные на явленіи электромагнитной индукціи	42

Г*

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

§§	СТРАН.
25. Электромагниты	48
26. Электромагнитная сила	50
27. Гальваноскопы и гальванометры	55
28. Условія возникновенія электромагнитной индукціи тока	61
29. Законъ Ленца	62
30. Токи Фуко	65
31. Индукція тока токомъ	66
32. Обобщеніе закона Ленца	70
33. Механическія взаимодействія токовъ	71

ГЛАВА ТРЕТЬЯ.

Сила тока.

34. Связь между электромагнитной силой и силой тока	76
35. Единицы силы тока	79
36. Измѣреніе силы тока. Амперметры	80
37. Количество электричества. Единица количества электричества	83
38. Постоянство силы установившагося тока для всѣхъ частей цѣпи	85
39. Связь между силою магнитнаго поля тока и силою тока	85
40. Законъ магнитной цѣпи	86

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ.

Электродвижущая сила.

41. Законъ электромагнитной индукціи	89
42. Единица электродвижущей силы	97
43. Электродвижущія силы взаимной индукціи	97
44. Электродвижущая сила самоиндукціи	105
45. Флюксметръ	109
46. Электродвижущая сила гальваническаго элемента	112
47. Электродвижущая сила термоэлемента	113
48. Внѣшняя электродвижущая сила, дѣйствующая между концами участка электрической цѣпи	115

ГЛАВА ПЯТАЯ.

Работа электрическаго тока.

49. Выводъ основного выраженія для работы	118
50. Единица работы тока	120
51. Второе опредѣленіе единицы электродвижущей силы	121

ГЛАВА ШЕСТАЯ.

Разность потенциаловъ (Напряженіе).

52. Потенціалъ	123
53. Разность потенциаловъ (напряженіе)	125
54. Измѣреніе разности потенциаловъ. Вольтметръ	126

УДКУНТ
(ИПБТ)

ГЛАВА СЕДЬМАЯ.

Мощность электрическаго тока.

§§	СТРАН.
55. Выводъ выраженія для мощности тока	129
56. Единицы мощности тока и связанныя съ ними единицы работы .	130
57. Измѣреніе мощности тока. Ваттметръ.	131

ГЛАВА ВОСЬМАЯ.

Электрическое сопротивленіе и законы распределенія токовъ.

58. Законъ Ома въ общемъ случаѣ	134
59. Единица электрическаго сопротивленія	136
60. Удѣльное сопротивленіе	137
61. Электрическая проводимость	139
62. Законы Кирхгофа	140
63. Измѣреніе электрическихъ сопротивленій	143
64. Группировка генераторовъ и пріемниковъ	151
65. Паденіе потенциала (напряженія) въ электрической цѣпи	160

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ.

Тепловыя дѣйствія тока.

66. Нагрѣваніе проводниковъ токомъ. Законъ Джоуля	167
67. Приложение тепловыхъ дѣйствій тока	169
68. Явленіе Пельтье	175
69. Явленіе Томсона	176

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ.

Переменный режимъ въ электрической цѣпи.

70. Прекращеніе постояннаго тока	178
71. Установленіе постояннаго тока	182
72. Накопленіе энергіи въ электрической цѣпи при установленіи тока	187
73. Возникновеніе переменнаго электродвижущей силы	190
74. Переменный токъ въ цѣпи съ сопротивленіемъ и самоиндукціей	195
75. Мощность переменнаго тока. Дѣйствующая сила тока. Дѣйствующая электродвижущая сила	203

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ.

Электрическое поле.

76. Основныя явленія	213
77. Электроскопъ	218
78. Законъ Кулона	219
79. Электростатическая единица количества электричества	219

УДУНТ
(ИПБТ)

§§	СТРАН.
80. Электрическая сила поля	220
81. Потенціалъ	221
82. Электрическое поле съ фарадѣевской точки зрѣнія	223
83. Распредѣленіе электричества на проводящихъ тѣлахъ	228
84. Электризація черезъ вліяніе	229
85. Емкость. Единицы емкости	232
86. Энергія заряда	235
87. Соотношеніе между электрическимъ полемъ и полемъ магнитнымъ	236

ГЛАВА ДВѢНАДЦАТАЯ.

Электрическія колебанія.

88. Переменный токъ въ цѣпи съ самоиндукціей и емкостью	239
89. Резонансъ	242
90. Свободныя колебанія въ электрической цѣпи	244
91. Электромагнитныя волны	247

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ.

Электролизъ.

92. Общій характеръ явленія	251
93. Законы Фарадѣя	252
94. Вольтметръ	254
95. Конвекціонная теорія электролиза	255
96. Электродвижущая сила поляризаціи	255
97. Электрической аккумуляторъ	256

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

ОТЪ АВТОРА.

Расположеніе, принятое въ настоящемъ курсѣ Магнетизма и Электричества, нѣсколько отличается отъ обычнаго. Въ основаніе ученія объ электрическомъ токѣ здѣсь положено явленіе электромагнитной индукціи и магнитное поле тока. Авторъ руководствовался при этомъ, между прочимъ, слѣдующими соображеніями. Въ явленіи индукціи особенно отчетливо проявляется электромагнитная инерція, порождающая силы реакціи электрическаго или механическаго характера и являющаяся самымъ общимъ свойствомъ цѣпи тока. Далѣе, магнитное поле тока должно быть разсматриваемо, какъ наиболѣе существенный признакъ электрическаго тока: послѣдній можетъ не сопровождаться тепловыми, химическими и т. п. дѣйствіями, но мы не можемъ себѣ представить тока, несопутствуемаго магнитнымъ полемъ. Авторъ полагаетъ, наконецъ, что принятое имъ расположеніе матеріала представляетъ нѣкоторыя преимущества и въ педагогическомъ отношеніи, такъ какъ при этомъ оказывается возможнымъ выдвинуть на первый планъ многія основныя свойства электрическаго тока.

Содержаніе настоящей книги представляетъ собою лекціи, читанныя на С.-Петербургскихъ Высшихъ Женскихъ Политехническихъ Курсахъ съ 1907 по 1911 годъ слушательницамъ младшихъ семестровъ. Въ виду послѣдняго обстоятельства авторъ при изложеніи пользуется лишь элементами исчисления безконечно малыхъ.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

ГЛАВА ПЕРВАЯ.

Магнитное поле.

1. Понятіе о магнитномъ полѣ.—Еще въ глубокой древности было извѣстно о существованіи камней, способныхъ притягивать къ себѣ куски желѣза. Такіе камни получили названіе *магнитовъ*, повидимому, по имени мѣстности *Магнезія* въ Малой Азіи, гдѣ они добывались. Въ настоящее время подобные *естественныя магниты* находятъ во многихъ мѣстахъ земного шара. Они представляютъ собою не что иное, какъ соединеніе желѣза съ кислородомъ (Fe_3O_4) — такъ называемый *магнитный желѣзнякъ*.

Если кусокъ стали натереть естественнымъ магнитомъ, то онъ самъ пріобрѣтаетъ свойства магнита: начинаетъ притягивать желѣзо. Такимъ образомъ получается *искусственный магнитъ*.

Ближайшее изученіе магнитовъ показываетъ, что свойство притягивать желѣзо распределено по поверхности ихъ неравномѣрно. Нѣкоторыя части ихъ поверхности обладаютъ этимъ свойствомъ въ сильной степени, другія — наоборотъ — совсѣмъ не притягиваютъ. Части поверхности магнита, въ которыхъ сосредоточено свойство притягивать желѣзо, обыкновенно называютъ *полюсами магнита* или *магнитными полюсами*. Число полюсовъ магнита можетъ быть сколько угодно велико, но опытъ показываетъ, что оно никогда не можетъ быть меньше двухъ. Такимъ образомъ магнитъ о двухъ полюсахъ является наиболѣе простой комбинаціей, и потому мы въ дальнѣйшемъ, при изученіи законовъ магнетизма, будемъ разсматривать и имѣть въ виду именно магниты о двухъ полюсахъ.

Для приготовленія искусственныхъ магнитовъ о двухъ полюсахъ обыкновенно берутъ сталь въ видѣ полосъ. Послѣ *надлежащаго* натиранія ихъ естественными магнитами, т. е. послѣ *намагниченія*, получаютъ такъ называемые *полосовые магниты*, характерною особенностью которыхъ является то обстоятельство, что концы ихъ оказываются въ то же время и ихъ полюсами. Иногда подобныя стальные полосы сгибаютъ въ видѣ подковы, и тогда получаютъ *подковообразные магниты*, полюса которыхъ болѣе или менѣе сближены.

Опытъ показываетъ, что полосовой магнитъ, будучи повѣшенъ горизонтально такъ, чтобы могъ свободно вращаться вокругъ вертикальной оси, принимаетъ постоянное направленіе въ пространствѣ, одинаковое для всѣхъ магнитовъ въ данной мѣстности. Это направленіе почти совпадаетъ съ линіей, идущей съ сѣвера на югъ. При этомъ къ сѣверу обращается всегда одинъ и тотъ же конецъ. Его называютъ поэтому *сѣвернымъ полюсомъ*. Другой же конецъ, всегда обращающійся къ югу, называютъ *южнымъ полюсомъ*. Такимъ образомъ мы видимъ, что два полюса магнита не вполне тождественны. Для распознаванія ихъ обыкновенно сѣверный полюсъ отмѣчаютъ буквой *N*, а южный — буквой *S*. Описываемое свойство магнитовъ было первымъ, которое использовано человечествомъ для практическихъ цѣлей: повидимому, уже за нѣсколько сотъ лѣтъ до нашей эры китайцы пользовались *магнитными стрѣлками*, какъ указателями пути въ морѣ.

Дальнѣйшее изученіе магнитовъ приводитъ насъ къ новымъ ихъ свойствамъ и къ новымъ указаніямъ на разнородность ихъ полюсовъ. Оказывается, что полюса двухъ магнитовъ механически взаимодействуютъ другъ съ другомъ. При этомъ, если одинъ магнитъ сдѣлать подвижнымъ и подносить къ нему другой, то увидимъ, что сѣверный полюсъ перваго магнита притягивается

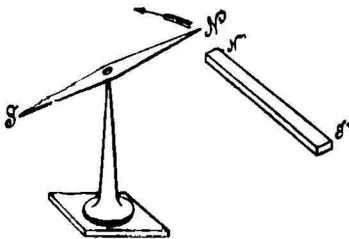


Рис. 1.

къ южному полюсу втораго и отталкивается отъ сѣвернаго (рис. 1). Наоборотъ, южный полюсъ перваго магнита притягивается къ сѣверному и отталкивается отъ южнаго полюса втораго магнита. Формулируя законъ механическаго взаимодействия магнитныхъ полюсовъ, мы можемъ сказать:

УДУНТ
(ИПБТ)

Два одноименныхъ полюса взаимно отталкиваются и два разноименныхъ полюса — притягиваются.

Свойство магнита дѣйствовать механически на куски желѣза или на полюса другого магнита проявляется не только въ томъ случаѣ, когда куски желѣза или полюса другого магнита непосредственно прикасаются къ полюсамъ даннаго магнита. Механическія дѣйствія наблюдаются и тогда, когда между ними имѣется нѣкоторое разстояніе. Дѣйствіе даннаго магнита обнаруживается не только непосредственно у его поверхности, но во всемъ пространствѣ, окружающемъ его. Такимъ образомъ, мы можемъ вообще сказать, что *магнитныя явленія* наблюдаются въ пространствѣ, окружающемъ магниты. Это пространство называется *магнитнымъ полемъ*.

2. Законъ Кулона.—Въ наукѣ долгое время господствовалъ тотъ взглядъ, согласно которому всѣ явленія, въ магнитномъ полѣ наблюдаемыя, объясняются *дальнедѣйствіемъ*, т. е. дѣйствіемъ на разстояніи нѣкоторыхъ гипотетическихъ дѣятелей, находящихся въ тѣхъ мѣстахъ, съ которыми мы геометрически связываемъ наблюдаемыя явленія. Эти гипотетическіе дѣятели, обуславливающіе свойства магнитнаго поля, называются *магнитными массами*. Мы должны мысленно размѣстить ихъ на концахъ магнита, ибо концы магнита являются геометрическими центрами наблюдаемыхъ явленій. Такимъ образомъ, магнитными полюсами мы называемъ вообще тѣ части поверхности магнита, на которыхъ распределены магнитныя массы. Въ болѣе точномъ геометрически смыслѣ обыкновенно, однако, подъ именемъ полюсовъ разумѣютъ тѣ точки, которыя являются центрами магнитныхъ массъ въ томъ же смыслѣ, въ какомъ центръ тяжести является центромъ вѣсомой массы, образующей тѣло. Въ случаѣ очень длиннаго тонкаго магнита, напримѣръ намагниченной стальной проволоки, мы можемъ съ очень большою степенью точности считать, что геометрическіе полюса лежатъ какъ разъ на концахъ.

Само собою разумѣется, что съ разсматриваемой точки зрѣнія мы должны допустить существованіе магнитныхъ массъ двухъ родовъ соотвѣтственно двумъ разнороднымъ концамъ магнита. Мы должны это сдѣлать, если желаемъ объяснять свойство концовъ магнита, какъ результатъ существованія на нихъ магнитныхъ массъ. Слѣдовательно, мы приходимъ къ предположенію о *сѣверной магнитной массѣ*, расположенной на сѣвер-

номъ полюсъ, и южной магнитной массъ, расположенной на южномъ полюсъ магнита. Приписывая сѣверной и южной магнитнымъ массамъ діаметрально противоположныя свойства, мы можемъ проще всего выразить это математическимъ языкомъ. Именно мы приписываемъ одной массѣ знакъ (+), другой — знакъ (—). Условно принимаютъ, что сѣверная магнитная масса есть *масса положительная*, а южная—*отрицательная*.

Объясняя механическія взаимодействія полюсовъ двухъ магнитовъ и основываясь на точкѣ зрѣнія дальнѣйшества, мы можемъ говорить, что одноименные полюса отталкиваются, а разноименные притягиваются по той причинѣ, что сосредоточенныя въ нихъ массы взаимно отталкиваются, когда онѣ одноименны, и притягиваются, когда разноименны.

Величина силы взаимодействія двухъ магнитныхъ массъ будетъ тѣмъ больше, чѣмъ больше взаимодействующія массы. Въ этомъ нетрудно убѣдиться изъ опыта. Если, напримѣръ, мы

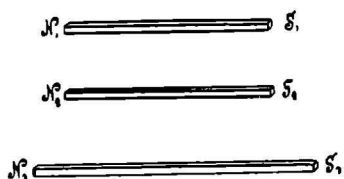


Рис. 2.

имѣемъ три магнита N_1S_1 , N_2S_2 и N_3S_3 (рис. 2) и если полюса N_1 и N_2 , будучи на одномъ и томъ же разстояніи отъ полюса N_3 и при однихъ и тѣхъ же условіяхъ, отталкиваются отъ него порознь съ одною и тою же силою, то мы должны заключить, что магнитныя массы, лежація на концахъ N_1 и N_2 , равны между собою. Очевидно, что если мы сложимъ магниты N_1S_1 и N_2S_2 такъ, чтобы N_1 совпало съ N_2 и S_1 съ S_2 , то получимъ новый магнитъ, полюсъ котораго N будетъ обладать вдвое большей магнитной массой. Опытъ показываетъ, что этотъ полюсъ N новаго сложнаго магнита, будучи расположенъ на прежнемъ разстояніи отъ полюса N_3 и при прочихъ равныхъ условіяхъ, отталкивается съ силою въ два раза большею, чѣмъ это было раньше. Изслѣдуя далѣе порознь притягательныя силы сначала между S_1 и N_3 , а затѣмъ между S_2 и N_3 , въ обоихъ случаяхъ при равныхъ разстояніяхъ, мы найдемъ, что силы эти тождественны. Слѣдовательно и магнитныя массы S_1 и S_2 равны между собою. Сложивъ, наконецъ, магниты N_1S_1 и N_2S_2 и измѣривъ силу, съ которою полюсъ N_3 притягиваетъ сложенные вмѣстѣ полюса S_1 и S_2 , будучи на томъ же разстояніи отъ нихъ и при прочихъ равныхъ условіяхъ, мы найдемъ, что и

въ случаѣ притяженія сила стала вдвое больше при увеличеніи вдвое одной изъ взаимодействующихъ массъ. Отсюда заключаемъ, что *сила взаимодействия двухъ полюсовъ должна быть прямо-пропорціональна магнитнымъ массамъ этихъ полюсовъ.*

Изъ только что описаннаго опыта мы можемъ между прочимъ убѣдиться еще въ томъ, что притягательная сила между полюсами S_1 и N_3 равна по величинѣ отталкивательной силѣ между полюсами N_1 и N_3 , если, конечно, разстоянія между ними одинаковы. Слѣдовательно, *магнитныя массы, расположенныя на двухъ полюсахъ одного магнита, будучи обратны по знаку, равны по абсолютной величинѣ.*

Продолжая изслѣдованіе силы взаимодействія двухъ магнитныхъ массъ, легко убѣдиться, что сила эта зависитъ еще отъ величины разстоянія между ними. Именно оказывается, что, увеличивая разстояніе между ними, мы получаемъ силу взаимодействия все меньшую и меньшую. Увеличивая разстояніе въ 2, 3, 4 и т. д. раза, мы уменьшаемъ силу въ 4, 9, 16 и т. д. разъ. Эта зависимость силы отъ разстоянія была доказана впервые опытами Кулона, детально обслѣдовавшаго законъ механическаго взаимодействія магнитныхъ полюсовъ. Итакъ *законъ Кулона* выражается слѣдующимъ образомъ:

Величина силы взаимодействия двухъ магнитныхъ массъ прямо-пропорціональна произведенію этихъ массъ и обратно-пропорціональна квадрату разстоянія между ними.

Если величины двухъ магнитныхъ массъ обозначимъ черезъ m_1 и m_2 , разстояніе между ними — черезъ d , силу взаимодействия — черезъ f и черезъ k — коэффициентъ пропорціональности, то получаемъ слѣдующую математическую формулировку закона Кулона:

$$f = k \frac{m_1 m_2}{d^2}.$$

Сила взаимодействія всегда направлена вдоль прямой, соединяющей массы.

Опытъ показываетъ, что эта сила зависитъ отъ природы вещества, заполняющаго пространство, въ которомъ находятся взаимодействующія магнитныя массы. Слѣдовательно, мы должны считать коэффициентъ k зависящимъ отъ свойствъ среды.

Коэффициентъ k принимается обыкновенно положительнымъ. Въ такомъ случаѣ, какъ видно изъ формулы Кулона, сила взаи-

модѣйствія будетъ положительна въ случаѣ одноименныхъ массъ и отрицательна въ случаѣ разноименныхъ. Другими словами, при принятыхъ нами условіяхъ отталкивательная сила будетъ положительна, а сила притягательная—отрицательна.

3. Единица магнитной массы.—Законъ Кулона позволяетъ намъ установить единицу для измѣренія магнитной массы. Дѣйствительно, законъ этотъ связываетъ между собою механическую силу, взаимодействующія магнитныя массы и разстояніе между ними. Для измѣренія механической силы и разстоянія мы можемъ взять тѣ или иныя общепринятые единицы. Въ наукѣ обыкновенно пользуются для этого такъ называемой *абсолютной системой единицъ*, въ основаніи которой лежатъ: единица длины—сантиметръ, единица массы—граммъ, единица времени—секунда. И сама абсолютная система въ виду этого часто именуется *системой сантиметръ-граммъ-секунда* или просто *системой CGS*. Итакъ, принимая абсолютную систему единицъ, мы будемъ выражать механическую силу въ динахъ, а разстояніе въ сантиметрахъ. Если теперь, исходя изъ тѣхъ или иныхъ соображеній, мы придадимъ нѣкоторое совершенно опредѣленное значеніе коэффициенту пропорціональности k , то очевидно, что въ такомъ случаѣ мы себя связываемъ въ выборѣ единицы для измѣренія магнитной массы. Мы уже не можемъ избрать какую угодно единицу—она прямо вытекаетъ изъ формулы Кулона.

Для пустоты принимаютъ въ формулѣ Кулона:

$$k = 1.$$

Съ очень большою степенью точности это справедливо и для воздуха.

Въ такомъ случаѣ формула Кулона пріобрѣтаетъ слѣдующій видъ:

$$f = \frac{m_1 m_2}{d^2}.$$

Допустимъ теперь, что магнитныя массы m_1 и m_2 равны между собою, т. е.:

$$m_1 = m_2 = m,$$

и что кромѣ того онѣ подобраны такимъ образомъ, чтобы при разстояніи между ними въ 1 сантиметръ, т. е. при

$$d = 1 \text{ см.}$$

НВ
УДУНТ
(ИПБТ)

сила взаимодействія равнялась какъ разъ одной динѣ, т. е.

$$f = 1 \text{ динѣ.}$$

Очевидно мы будемъ имѣть въ этомъ случаѣ такое соотношеніе:

$$1 = \frac{m^2}{1}.$$

Откуда:

$$m = \pm 1.$$

Такимъ образомъ оказывается, что при принятыхъ нами условіяхъ каждая изъ взаимодействующихъ массъ численно равна единицѣ.

На основаніи вышеизложеннаго получаемъ слѣдующее опредѣленіе единицы магнитной массы (въ абсолютной системѣ единицъ):

Единицей магнитной массы называется такая магнитная масса, которая отталкивается въ пустотѣ съ силою, равною одной динѣ, отъ другой такой же массы, расположенной на разстояніи одного сантиметра отъ первой.

4. Магнитная сила.—Какъ мы уже упоминали выше, во всемъ пространствѣ, окружающемъ магнитъ и называемомъ магнитнымъ полемъ, проявляется дѣйствіе этого магнита. Въ какой бы точкѣ магнитнаго поля мы не помѣстили полюсъ другого магнита, скажемъ какую нибудь магнитную массу, эта послѣдняя всегда будетъ испытывать въ большей или меньшей степени механическое дѣйствіе со стороны даннаго магнита. При описаніи этого явленія мы можемъ сдѣлать шагъ впередъ и говорить просто, что магнитное поле даннаго магнита дѣйствуетъ механически на всякую магнитную массу, въ немъ помѣщенную. Мы можемъ даже отвлечься отъ магнита, съ которымъ органически связано магнитное поле, и говорить, что вообще *магнитное поле дѣйствуетъ механически на магнитную массу, внесенную въ него.* Такимъ образомъ мы переходимъ къ изученію магнитнаго поля, какъ такового, независимо отъ тѣхъ магнитовъ или какихъ либо иныхъ дѣятелей, съ которыми оно можетъ быть неразрывно связано.

Механическую силу, съ которою магнитное поле дѣйствуетъ на нѣкоторую магнитную массу, помѣщенную въ данной точкѣ, можно разсматривать, какъ характеристику поля въ этой точкѣ. Для большей опредѣленности и общности результатовъ обы-

УДНБ
УДУНТ
(ИПБТ)

кновенно въ этомъ случаѣ берутъ не какую либо произвольную магнитную массу, а всегда *единицу сѣверной магнитной массы*, т. е. положительную единицу магнитной массы. Соответствующую же механическую силу называютъ *силою магнитнаго поля* или просто *магнитною силою*.

Итакъ, *силою магнитнаго поля или магнитною силою въ данной точкѣ называютъ ту силу, съ которою магнитное поле дѣйствуетъ на помѣщенную въ этой точкѣ единицу сѣверной магнитной массы*.

Должно замѣтить, что механическая сила, съ которою поле дѣйствуетъ на магнитную массу, зависитъ, какъ было указано выше въ § 2, отъ природы среды. Въ виду этого ради той же общности и сравнимости результатовъ при опредѣленіи магнитной силы принимаютъ, что въ пространствѣ нѣтъ обычной матеріи. Такимъ образомъ, данное выше опредѣленіе абсолютно справедливо, когда мы имѣемъ магнитное поле въ пустотѣ, и весьма близко къ истинѣ въ случаѣ, если магнитное поле заполнено воздухомъ, какъ это практически въ большинствѣ случаевъ и бываетъ. Вообще же при опредѣленіи магнитной силы слѣдуетъ представить себѣ, что при неизмѣнномъ распредѣленіи магнитныхъ массъ въ полѣ все вещество, заполняющее его, замѣнено пустотой.

Въ дальнѣйшемъ мы будемъ обозначать магнитную силу поля буквой H .

Магнитная сила H въ данной точкѣ поля есть векторъ, т. е. величина, имѣющая направленіе. При оперированіи съ магнитною силою это всегда нужно имѣть въ виду.

Въ простѣйшемъ случаѣ, когда мы имѣемъ поле вокругъ обыкновеннаго полосоваго магнита, магнитную силу въ данной

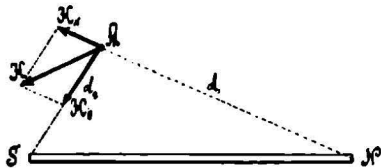


Рис. 3.

точкѣ мы должны разсматривать, какъ геометрическую сумму двухъ слагаемыхъ, каждая изъ которыхъ есть магнитная сила, производимая въ данной точкѣ каждымъ изъ двухъ полюсовъ въ отдѣльности. На рис. 3 H_N представля-

етъ собою по величинѣ и направленію магнитную силу въ точкѣ A , производимую полюсомъ N магнита NS . Если обозначить черезъ m магнитную массу, лежащую на каждомъ изъ

УДУНТ
(ИПБТ)

полюсовъ, а разстояніе точки A отъ полюса N черезъ d_1 , то, очевидно, имѣемъ согласно опредѣленію:

$$H_N = \frac{m}{d_1^2}.$$

H_S есть магнитная сила, обусловливаемая въ той же точкѣ полюсомъ S . Аналогичнымъ образомъ, она выражается такъ:

$$H_S = \frac{m}{d_2^2}.$$

Діагональ параллелограмма, построеннаго на H_N и H_S , какъ на сторонахъ, представляетъ собою геометрическую сумму этихъ двухъ слагаемыхъ векторовъ и есть какъ разъ результирующая или полная магнитная сила въ точкѣ A . Въ общемъ случаѣ, когда магнитное поле обусловливается присутствіемъ цѣлаго ряда магнитовъ, магнитная сила въ каждой точкѣ поля есть геометрическая сумма многихъ составляющихъ, соотвѣтствующихъ отдѣльнымъ магнитнымъ массамъ.

Если во всѣхъ точкахъ поля магнитная сила одна и та же по величинѣ и направленію, то такое поле называется *однороднымъ*. Въ противномъ случаѣ оно называется *неоднороднымъ*.

Что касается практическихъ приѣмовъ, служащихъ для опредѣленія направленія магнитной силы въ данной точкѣ, то въ этомъ отношеніи самымъ простымъ и распространеннымъ методомъ является примѣненіе магнитной стрѣлки, легко подвижной вокругъ центра тяжести. Подобная стрѣлка, будучи помѣщена, напримѣръ, въ однородное поле, оказывается подверженной дѣйствію пары силъ ff (фиг. 4), стремящихся повернуть ее, ибо къ сѣверному концу будетъ приложена механическая сила, направленная вдоль магнитной силы поля, а къ южному концу — сила, направленная обратно магнитной силѣ поля. Очевидно стрѣлка можетъ быть въ состояніи покоя только въ томъ случаѣ, когда моментъ этой пары силъ будетъ равенъ нулю. А подобное условіе будетъ удовлетворено, когда стрѣлка, повернувшись, направится вдоль магнитной силы (рис. 5). Такимъ образомъ направленіе, указываемое сѣвернымъ концомъ пришедшей въ равновѣсіе ма-

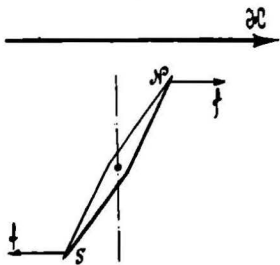


Рис. 4.

гнитной стрѣлки, какъ разъ есть направленіе магнитной силы въ данной точкѣ поля. Въ случаѣ неоднороднаго магнитнаго поля нужно только взять магнитную стрѣлку достаточно малой величины, такъ, чтобы участокъ поля, занимаемый стрѣлкой, можно было разсматривать, какъ однородное поле. И тогда направленіе магнитной стрѣлки можно съ большою степенью точности принимать за направленіе силы неоднороднаго магнитнаго поля въ точкѣ, занимаемой центромъ стрѣлки.

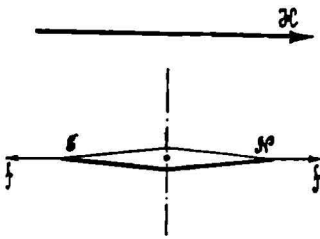


Рис. 5.

Согласно опредѣленію H есть механическая сила, дѣйствующая въ данной точкѣ на единицу магнитной массы. Ясно, конечно, что сила, приложенная къ магнитной массѣ m , представится такъ:

$$f = mH.$$

При принятыхъ нами единицахъ эта сила выразится въ динахъ.

5. Взглядъ Фарадѣя на природу магнитнаго поля.—До сихъ поръ, говоря о магнитномъ полѣ, мы основывались на точкѣ зрѣнія, допускающей дѣйствіе на разстояніе гипотетическихъ магнитныхъ массъ. Но существуетъ еще другой взглядъ на явленія, происходящія въ магнитномъ полѣ. Онъ развился главнымъ образомъ благодаря трудамъ Фарадѣя. Этотъ великій естествоиспытатель не могъ себѣ представить, чтобы магнитная масса могла дѣйствовать на разстояніи, т. е. тамъ, гдѣ ея нѣтъ. Съ фарадѣевской точки зрѣнія явленія, въ магнитномъ полѣ наблюдаемыя, могутъ и должны быть объяснены только тѣмъ, что въ этомъ полѣ происходитъ какой-то процессъ какъ разъ въ томъ мѣстѣ, гдѣ характерное явленіе наблюдается. Если, на примѣръ, намъ кажется, что полюсъ A притягивается къ полюсу B , то это значитъ, что въ томъ мѣстѣ поля, гдѣ находится полюсъ A , происходитъ какой-то особый процессъ, результатомъ котораго являются чисто механическія силы, толкающія A по направленію къ B .

Цѣлый рядъ явленій подтверждаетъ мысль о томъ, что во всемъ пространствѣ, именуемомъ магнитнымъ полемъ, среда находится въ какомъ-то деформированномъ состояніи, которое нужно признать слѣдствіемъ происходящаго въ ней процесса. Дѣй-

УДУНТ
(ИПБТ)

ствительно, магнитное поле изменяетъ всѣ или почти всѣ физическія свойства внесенныхъ въ него тѣлъ. Такъ, на примѣръ, кусокъ мягкаго желѣза, будучи помѣщенъ въ магнитное поле, намагничивается, т. е. самъ становится магнитомъ, при чемъ однако это новое состояніе желѣза тотчасъ же прекращается, какъ только мы вынесемъ его изъ предѣловъ магнитнаго поля. Размѣры многихъ тѣлъ замѣтно изменяются въ магнитномъ полѣ. Однимъ изъ самыхъ характерныхъ для магнитнаго поля явленій представляется открытое Фарадеємъ *магнитное вращеніе плоскости поляризаціи*. Всѣ тѣла при внесеніи въ магнитное поле пріобрѣтаютъ способность вращать плоскость поляризаціи свѣта, до извѣстной степени аналогично тому, что происходитъ нормально въ кварцѣ. Упомянемъ еще о свойствѣ магнитнаго поля изменять качество свѣта, испускаемаго помѣщеннымъ въ него источникомъ (явленіе Зеемана).

Мы не будемъ перечислять здѣсь всѣхъ безъ исключенія свойствъ магнитнаго поля. Важно только констатировать фактъ большого разнообразія тѣхъ измененій, которыя претерпѣваютъ всѣ тѣла при внесеніи ихъ въ магнитное поле. Отсюда совершенно ясна затруднительность объясненія всѣхъ проявленій магнитнаго поля особыми свойствами магнитныхъ массъ, дѣйствующихъ на разстояніи, и очевидна необходимость допустить, что въ самомъ магнитномъ полѣ происходитъ нѣкоторый процессъ. Механизмъ этого процесса, его природа намъ неизвѣстны. Ближайшее изученіе всѣхъ магнитныхъ явленій заставляетъ признать, что этотъ процессъ происходитъ независимо отъ того, имѣемъ ли мы магнитное поле въ пустотѣ или въ какой-либо матеріальной средѣ. Слѣдовательно, то, что мы называемъ «пустотой», только кажется намъ таковой. Въ дѣйствительности надо предположить, что такъ называемое пустое пространство чѣмъ-то заполнено. Это нѣчто называютъ *эиромъ*. Его рассматриваютъ, какъ какое-то особое непосредственно нами не осязаемое вещество, заполняющее все міровое пространство и проникающее чрезъ всѣ тѣла природы. Итакъ, мы можемъ принять, что во всякомъ магнитномъ полѣ въ эирѣ происходитъ нѣкоторый магнитный процессъ и самый эиръ находится въ особомъ деформированномъ состояніи. Если, кромѣ того, въ магнитномъ полѣ присутствуетъ обычная матерія, то и она приходитъ въ вынужденное деформированное состояніе, которое выражается въ измененіи свойствъ этой матеріи.

По Фарадэю, магнитныя массы, къ представленію о которыхъ мы приходимъ, основываясь на точкѣ зрѣнія дальнодѣйствія, въ дѣйствительности не существуютъ; онѣ представляютъ собою нашу фикцію, созданную для того, чтобы удобнѣе описывать механическія проявленія магнитнаго поля. Не слѣдуетъ, однако, изъ этого заключать, что законъ Кулона, въ основаніи котораго лежитъ понятіе о магнитной массѣ, совершенно уничтожается точкой зрѣнія Фарадэя. Слѣдуетъ лишь помнить, что законъ Кулона ничего не говоритъ намъ о природѣ механическихъ проявленій магнитнаго поля, что онъ только описываетъ явленія и даетъ совершенно точное съ формальной стороны соотношеніе, которое во всякомъ случаѣ остается весьма цѣннымъ при изученіи магнитнаго поля. Съ фарадэевской точки зрѣнія, *все происходитъ такъ, какъ будто бы существуютъ магнитныя массы, взаимодействующія согласно закону Кулона.*

При изслѣдованіи магнитнаго поля и изученіи его свойствъ можно было бы, собственно говоря, исходить изъ какого угодно характернаго явленія, въ немъ наблюдаемаго. Можно было бы, напримѣръ, исходить изъ магнитнаго вращенія плоскости поляризаціи и т. п. Чисто исторически объясняется то обстоятельство, что мы характеризуемъ магнитное поле при помощи понятій, вытекающихъ изъ разсмотрѣнія его механическихъ проявленій.

6. Магнитная индукція.—Какъ мы уже упоминали выше, намъ неизвѣстна истинная природа того процесса, который происходитъ въ магнитномъ полѣ и который обуславливаетъ въ средѣ магнитную деформацію. Мы можемъ однако изслѣдовать эту деформацію по различнымъ ея проявленіямъ. Изучая ихъ, не трудно подмѣтить нѣкоторыя характерныя ея особенности. Обратимся для начала къ отчасти знакомымъ уже намъ механическимъ дѣйствіямъ магнитнаго поля на внесенный въ него полюсъ магнита. Къ этому полюсу оказывается приложенной механическая сила, стремящаяся двигать его въ нѣкоторомъ совершенно опредѣленномъ направленіи. Остановимся теперь на магнитномъ вращеніи плоскости поляризаціи. Если мы внесемъ въ магнитное поле отшлифованный шаръ изъ совершенно однороднаго и изотропнаго стекла и будемъ пропускать плоско-поляризованный лучъ свѣта вдоль различныхъ его діаметровъ, то мы увидимъ, что вдоль одного совершенно опредѣленнаго направленія вращеніе плоскости поляризаціи окажется максимальнымъ, по мѣрѣ

УДУНТ
(ИПБТ)

уклоненія луча отъ этого направленія вращеніе становится все меньше и меньше и наконецъ въ направленіи перпендикулярномъ вращенію будетъ равно нулю. Опытъ показываетъ, что и всѣ другія свойства магнитнаго поля, разсматриваемыя нами, какъ проявленіе магнитной деформаціи, ориентированы извѣстнымъ образомъ около нѣкотораго опредѣленнаго направленія. Замѣчательно то, что во всѣхъ случаяхъ мы приходимъ къ одному и тому же направленію. Очевидно, что это направленіе является характернымъ и для самой магнитной деформаціи — причины различныхъ свойствъ магнитнаго поля. Отсюда мы заключаемъ, что *магнитная деформація создается по опредѣленному направленію, что она обладаетъ сторонностью*. И если мы будемъ какъ либо измѣрять эту деформацію, то величину ее изображающую надо разсматривать, какъ векторъ.

Вообразимъ себѣ теперь нѣкоторую поверхность, перпендикулярную направленію магнитной деформаціи. Мы можемъ говорить, что деформація произведена сквозь эту поверхность. Такимъ образомъ возникаетъ представленіе о магнитной деформаціи сквозь всю поверхность, о магнитной деформаціи сквозь элементъ поверхности. Для того, чтобы характеризовать деформацію въ количественномъ отношеніи, очевидно необходимо имѣть въ виду совершенно опредѣленную часть поверхности, перпендикулярной ей, ибо чѣмъ больше будетъ эта часть поверхности, тѣмъ будетъ больше полная деформація сквозь нее. Обыкновенно *величину магнитной деформаціи среды характеризуютъ деформаціей сквозь 1 кв. сантиметръ поверхности, перпендикулярной направленію ея, и называютъ это магнитной индукціей*. Обозначаютъ ее буквой B .

Опытъ показываетъ, что въ случаѣ среды однородной и изотропной то характерное направленіе, которое обнаруживается во всѣхъ проявленіяхъ магнитнаго поля, совпадаетъ съ направленіемъ магнитной силы H . Слѣдовательно, мы можемъ принять, что *въ средѣ однородной и изотропной направленіе магнитной индукціи B совпадаетъ съ направленіемъ магнитной силы H* .

7. Магнитная проницаемость.—Обратимся теперь къ зависимости между магнитной индукціей и магнитной силой. Очевидно между этими двумя физическими величинами должна существовать связь такого же рода, какъ между причиной и слѣдствіемъ. Именно, основной величиной является магнитная индукція, характеризующая причину всѣхъ свойствъ магнитнаго поля. Съ

УДУНТ
(ИПБТ)

этой точки зрѣнія магнитная сила H есть результатъ усществованія магнитной индукціи B . Мы можемъ, поэтому, а priori допустить, что чѣмъ больше B , тѣмъ больше и H . Но все же а priori мы не можемъ сказать, какова будетъ зависимость между этими двумя величинами: будетъ ли это простая пропорціональность или зависимость болѣе сложная. На этотъ вопросъ можно отвѣтить только на основаніи опытнаго изслѣдованія магнитнаго поля. Оказывается, напимѣръ, что величина магнитнаго вращенія плоскости поляризаціи свѣта съ большою степенью точности пропорціональна магнитной силѣ. Опытъ показываетъ, что интенсивность и всѣхъ другихъ проявленій магнитнаго поля, вообще говоря, пропорціональна магнитной силѣ. Слѣдовательно мы должны предположить, что всѣ разнообразныя проявленія магнитнаго поля пропорціональны одно другому; и тогда возникаетъ большое основаніе допустить, что и сама магнитная индукція B пропорціональна каждому изъ своихъ проявленій и въ частности магнитной силѣ. Эту зависимость выражаютъ такъ:

$$B = \mu H.$$

Здѣсь μ есть нѣкоторый коэффициентъ пропорціональности. Слѣдуетъ имѣть въ виду, что μ не есть простой числовой коэффициентъ, а есть нѣкоторая физическая величина, ибо B и H суть физическія величины разнаго рода: отъ умноженія H на μ мы получаемъ новую физическую величину B . Съ физическимъ значеніемъ величины μ мы познакомимся позже, а пока замѣтимъ, что она называется *магнитной проницаемостью*.

При одномъ и томъ же значеніи H или B величина магнитной проницаемости можетъ быть больше или меньше въ зависимости отъ свойствъ той среды, въ которой возникло магнитное поле. Вообще для данной среды μ можно разсматривать, какъ величину постоянную. Есть однако случаи, когда магнитная проницаемость вещества измѣняется. Объ этомъ будетъ рѣчь особо.

Зная численную величину магнитной проницаемости въ каждомъ частномъ случаѣ и умножая ее на магнитную силу, мы легко получаемъ и величину магнитной индукціи. Магнитную проницаемость вещества обыкновенно опредѣляютъ по сравненію съ магнитной проницаемостью пустоты (или, что почти то же, воздуха). Въ этомъ случаѣ условно принимаютъ:

Слѣдовательно для пустоты (и воздуха) имѣемъ:

$$B = H.$$

Это соотношеніе надо понимать не въ томъ смыслѣ, что магнитная индукція въ воздухѣ есть то же, что и магнитная сила, а въ томъ смыслѣ, что *магнитная индукція въ воздухѣ численно равна магнитной силѣ*. По причинѣ численнаго равенства H и B часто, говоря о магнитномъ полѣ въ воздухѣ, пишутъ H вмѣсто B и наоборотъ. По существу эти понятія слѣдуетъ строго различать и въ томъ случаѣ, когда они численно равны.

8. Единица магнитной индукціи.—Если въ случаѣ пустоты мы имѣемъ:

$$H = 1,$$

то очевидно и

$$B = 1.$$

Такимъ образомъ мы имѣемъ единицу магнитной индукціи. Ее называютъ *гауссомъ*. Итакъ, *гауссъ есть магнитная индукція въ пустотѣ при силѣ поля равной единицѣ*.

Если, напримѣръ, для нѣкотораго случая:

$$\mu = 250$$

и

$$H = 40,$$

то имѣемъ:

$$B = 10\ 000 \text{ гауссовъ.}$$

9. Силовыя линіи магнитнаго поля.—Общая характеристика всего поля получается построеніемъ системы такъ называемыхъ *силовыхъ линій* магнитнаго поля.

Силовой линіей магнитнаго поля называется такая кривая, каждый элементъ которой совпадаетъ по направленію съ силою поля въ той точкѣ, гдѣ находится рассматриваемый элементъ.

Ясно конечно, что если бы мы могли осуществить изолированную магнитную массу, лишенную матеріальной инерціи, то такая масса двигалась бы въ магнитномъ полѣ, описывая силовую линію.

Силовымъ линіямъ приписываютъ то направленіе, которое имѣетъ сила поля въ каждой точкѣ линіи. Слѣдовательно силовыя линіи идутъ въ томъ направленіи, въ какомъ будетъ двигаться сѣверная магнитная масса. Такимъ образомъ, напримѣръ, въ полѣ магнитовъ силовыя линіи направляются отъ сѣвернаго

(положительнаго) полюса къ южному (отрицательному). Обыкновенно принято направлѣніе силовыхъ линій считать за направлѣніе самого поля.

Можно въ высшей степени просто получить картину силовыхъ линій въ магнитномъ полѣ. Дѣло въ томъ, что если мы помѣстимъ въ полѣ маленькую магнитную стрѣлку, свободно повѣшенную, то она, какъ было указано въ § 4, расположится по направлѣнію силы поля въ томъ мѣстѣ, гдѣ она находится, ибо сѣверный полюсъ ея будетъ стремиться двигаться вдоль направлѣнія поля, а южный полюсъ — въ обратномъ направлѣніи. Если бы мы имѣли въ полѣ множество свободныхъ магнитныхъ стрѣлокъ, то онѣ всѣ, располагаясь въ направлѣніи силы поля, образовали бы цѣпи, форма которыхъ была бы

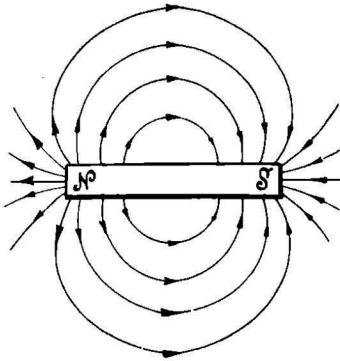


Рис. 6.

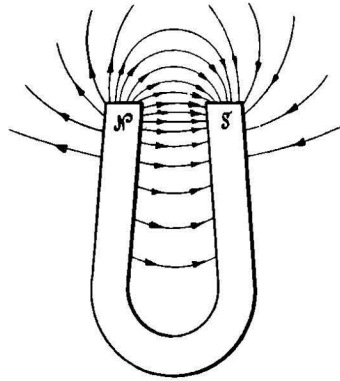


Рис. 7.

тѣмъ ближе къ формѣ силовыхъ линій, чѣмъ меньше были бы стрѣлки. Къ этимъ идеальнымъ условіямъ можно довольно близко подойти, вводя въ магнитное поле мелкіе опилки желѣза. Отдѣльные кусочки желѣза въ магнитномъ полѣ сами становятся магнитами и играютъ роль магнитныхъ стрѣлокъ. Получающаяся при этомъ картина носитъ названіе «магнитнаго спектра». Магнитный спектръ въ плоскости легко получить, если покрыть данный магнитъ листомъ картона и затѣмъ, посыпавъ поверхъ картона опилки (не слишкомъ густо и по возможности равномерно), слегка встряхивать его постукиваніемъ при помощи, на примѣръ, пальца для того, чтобы подбрасываемые при постукиваніи опилки могли свободно поворачиваться и принимать направлѣніе силы поля. Опилки тотчасъ же расположатся въ видѣ характерныхъ кривыхъ линій

УДУНТ
(ИПБТ)

На прилагаемыхъ рисункахъ показаны магнитные спектры въ нѣкоторыхъ главнѣйшихъ случаяхъ. Рис. 6 представляетъ силовыя линіи въ полѣ прямолинейнаго магнита. Рис. 7—силовыя линіи въ полѣ подковообразнаго магнита. Рис. 8—силовыя линіи между разноименными концами двухъ магнитовъ. Наконецъ, на рис. 9 представлены силовыя линіи между одноименными полюсами двухъ магнитовъ.

10. Линіи магнитной индукціи и магнитныя линіи.—Совершенно подобно тому, какъ мы строили въ предыдущемъ § систему линій, характеризующихъ поле съ точки зрѣнія распредѣленія въ немъ магнитной силы, мы можемъ построить и систему линій, характеризующихъ поле въ отношеніи магнитной деформации. Мы получаемъ такимъ образомъ систему линій магнитной индукціи.

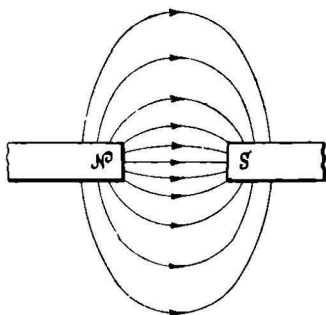


Рис. 8.

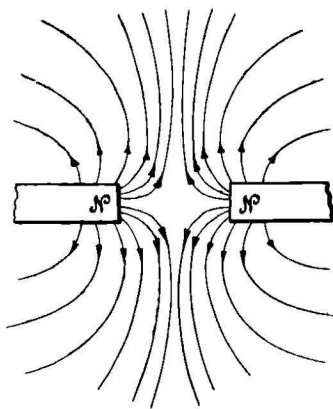


Рис. 9.

Линіей магнитной индукціи называется кривая, проведенная такъ, чтобы касательная къ ней въ любой ея точкѣ была параллельна магнитной индукціи въ той же точкѣ.

Такъ какъ въ средѣ однородной и изотропной направленіе магнитной индукціи совпадаетъ съ направлениемъ магнитной силы, то очевидно, что въ обычныхъ случаяхъ, напр. въ случаѣ магнитнаго поля въ пустотѣ или воздухѣ, каждая силовая линія есть въ то же время и линія магнитной индукціи, и вся система силовыхъ линій можетъ разсматриваться и какъ система линій магнитной индукціи. Слѣдовательно мы имѣемъ право смотрѣть на рисунки 6, 7, 8 и 9, какъ на схемы линій магнитной индукціи для ряда основныхъ случаевъ.

Пользуясь системой подобныхъ линій для характеристики поля въ отношеніи деформации среды, мы можемъ сдѣлать еще

93882

одинъ шагъ дальше. Именно мы можемъ условиться строить эти линіи такъ, чтобы система ихъ давала намъ не только картину направленія, но и величину магнитной деформаци. Для этого мы будемъ проводить ихъ въ такомъ количествѣ, чтобы на каждый квадратный сантиметръ поверхности, перпендикулярной магнитной индукціи, приходилось число линій, равное значенію магнитной индукціи для этого мѣста. Если въ данномъ мѣстѣ поля, напримѣръ, B равно 10 гауссамъ, то мы должны построить 10 линій сквозь 1 кв. см. и т. д. Это будутъ уже нѣкоторыя особыя линіи, которыя можно было бы назвать единичными линіями магнитной индукціи. Ради краткости мы будемъ называть ихъ *магнитными линіями*, строго различая ихъ отъ силовыхъ линій магнитнаго поля.

Магнитнымъ линіямъ, какъ и силовымъ линіямъ, приписывается опредѣленное направленіе, именно направленіе магнитной индукціи или, что вообще то же, направленіе магнитной силы, т. е. за положительное направленіе магнитныхъ линій въ полѣ магнита мы принимаемъ направленіе отъ сѣвернаго полюса къ южному. Итакъ, магнитныя линіи исходятъ изъ сѣвернаго полюса магнита и входятъ въ южный полюсъ.

Фарадэй, обратившій вниманіе на роль и значеніе промежуточной среды въ явленіяхъ магнитнаго поля, самъ не сразу подошелъ къ представленію о магнитныхъ линіяхъ, какъ о линіяхъ, имѣющихъ физическій смыслъ. Сначала онъ имѣлъ въ виду только чисто геометрическія силовыя линіи, но постепенно онъ сталъ придавать имъ физическое значеніе, сталъ смотрѣть на нихъ, какъ на линіи, характеризующія реально происходящій въ средѣ процессъ, и даже въ извѣстной степени, какъ на реально существующія линіи. Фарадэй сталъ придавать значеніе количеству этихъ линій и сталъ иногда называть ихъ *«физическими силовыми линіями»* (physical lines of force). То, что мы назвали просто «магнитной линіей», вполне соответствуетъ фарадэевской «физической силовой линіи»; понятію «магнитная линія» мы будемъ стремиться придать то же содержаніе, какое Фарадэй связывалъ съ представленіемъ о «физической силовой линіи» магнитнаго поля.

Какъ мы уже говорили выше, съ фарадэевской точки зрѣнія всѣ проявленія магнитнаго поля представляютъ собою результатъ особаго состоянія среды. Пользуясь понятіемъ о магнитныхъ линіяхъ, какъ о физическихъ дѣятеляхъ, заполняю-

щихъ все магнитное поле и являющихся носителями особыхъ свойствъ среды, мы можемъ при разсмотрѣнїи различныхъ проявленїй магнитнаго поля видѣть причину ихъ въ специальныхъ качествахъ магнитныхъ линїй. Такъ, согласно воззрѣнїямъ Фарадея, механическія дѣйствїя магнитнаго поля объясняются тѣмъ, что магнитныя линїи ведутъ себя, какъ упругія нити: онѣ стремятся укоротиться и, кромѣ того, отталкиваются одна отъ другой, т. е. въ системѣ магнитныхъ линїй наблюдается боковой распоръ. Съ этой точки зрѣнїя прїтяженіе двухъ разноименныхъ полюсовъ объясняется, слѣдовательно, какъ результатъ стягиванїя магнитныхъ линїй, выходящихъ изъ одного полюса и входящихъ въ другой (см. рис. 8). Отталкиваніе же двухъ одноименныхъ полюсовъ (см. рис. 9) есть результатъ того, что магнитныя линїи, связанныя съ данными полюсами, двумя совершенно самостоятельными группами идутъ въ стороны, взаимно расталкиваясь.

Въ дальнѣйшемъ всегда, говоря о магнитномъ полѣ, мы будемъ представлять его заполненнымъ магнитными линїями. Замѣтимъ, что въ однородномъ магнитномъ полѣ (§ 4) густота магнитныхъ линїй вездѣ одна и та же, и онѣ представляютъ собою параллельныя прямыя.

11. Магнитный потокъ.—Всякую совокупность магнитныхъ линїй обыкновенно называютъ магнитнымъ потокомъ. Такъ мы можемъ говорить о магнитномъ потокѣ, исходящемъ изъ сѣвернаго полюса магнита и входящемъ въ южный. Можно представить себѣ магнитный потокъ, пронизывающій нѣкоторую поверхность или охватываемый нѣкоторымъ контуромъ. За направленіе магнитнаго потока принимается направленіе образующихъ его магнитныхъ линїй, а число этихъ линїй разсматривается, какъ мѣра магнитнаго потока. Обозначаютъ его обыкновенно буквою Φ .

Если въ нѣкоторомъ частномъ случаѣ во всѣхъ точкахъ данной поверхности магнитная индукція перпендикулярна поверхности, то величина магнитнаго потока сквозь такую поверхность опредѣляется весьма просто. Дѣйствительно, какъ это слѣдуетъ изъ опредѣленїя магнитной линїи, магнитная индукція B въ каждой точкѣ поля есть не что иное, какъ число магнитныхъ линїй, пронизывающихъ 1 кв. см. этой поверхности. Такимъ образомъ, если обозначимъ элементъ поверхности черезъ Δs , то потокъ сквозь этотъ элементъ можемъ выразить такъ:

$$\Delta\Phi = B \cdot \Delta s.$$

Просуммировавъ эти отдѣльные элементы магнитнаго потока по всей поверхности, получимъ:

$$\Phi = \Sigma \Delta \Phi = \Sigma B \cdot \Delta s.$$

Если для всѣхъ точекъ данной поверхности соблюдается условіе:

$$B = \text{Const.}$$

то выраженіе для потока Φ значительно упрощается:

$$\Phi = B \cdot \Sigma \Delta s = B \cdot s.$$

12. Единица магнитнаго потока.—Единицей магнитнаго потока будетъ очевидно потокъ въ одну магнитную линію. Эту единицу магнитнаго потока называютъ *максвеллемъ*. Такимъ образомъ, говорятъ о магнитномъ потокѣ въ 10, 1000, 10^6 максвеллей.

Связь между единицами магнитнаго потока и магнитной индукціи легко установить на основаніи соотношенія, приведеннаго въ концѣ предыдущаго §. Дѣйствительно, допустимъ, что

$$B = 1 \text{ гауссу}$$

и

$$s = 1 \text{ кв. см.}$$

Въ такомъ случаѣ:

$$\Phi = 1 \text{ максвеллю.}$$

Слѣдовательно *гауссъ есть максвелль на квадратный сантиметръ*.

13. Непрерывность магнитнаго потока.—Изучая поле магнита, мы до сихъ поръ обращали вниманіе только на пространство внѣ магнита. Нашему обследованію мы подвергли, собственно говоря, только магнитный потокъ, исходящій изъ сѣвернаго магнитнаго полюса, проходящій черезъ внѣшнее пространство и входящій въ южный полюсъ. О томъ, что происходитъ внутри магнита, мы не говорили. На первый взглядъ можетъ показаться, что ничего особеннаго нельзя ожидать внутри самого магнита. Опустивъ магнитъ въ желѣзные опилки, мы увидимъ, что они пристають только къ концамъ его, средняя же часть магнита какъ бы не обладаетъ никакими магнитными свойствами (рис. 10).

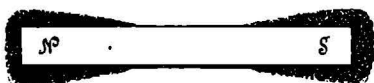


Рис. 10.

Объ этомъ же повидимому свидѣтельствуетъ и магнитный спектръ магнита (рис. 11) магнитный потокъ связанъ съ концами магнита, средняя

же часть послѣдняго кажется намъ неизмѣнною никакого отношенія къ потоку. Все это, однако, такъ только кажется. Если мы возьмемъ и разломаемъ магнитъ на серединѣ, т. е. въ томъ именно мѣстѣ, гдѣ не обнаруживается обычно

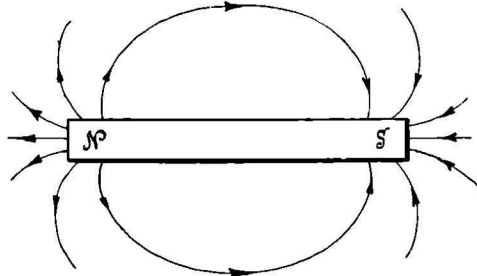


Рис. 11.

никакихъ магнитныхъ свойствъ, то окажется, что новые концы, образовавшіеся въ мѣстѣ излома, обладаютъ магнитными свойствами: они представляютъ собою разноименные полюсы, такъ что отдѣльныя половины первоначальнаго магнита образуютъ

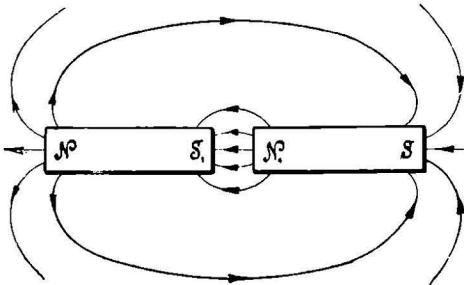


Рис. 12.

новые самостоятельные магниты NS_1 и N_1S (рис. 12) и, слѣдовательно, теперь картина магнитнаго потока дополняется магнитными линиями, идущими въ промежуткѣ N_1S_1 отъ N_1 къ S_1 . Подобное ломаніе магнита можно продолжать дальше (рис. 13) и

притомъ сколько угодно разъ, и послѣ всякаго новаго дѣленія будутъ получаться новые магниты и вноситься новыя дополненія въ картину магнитнаго потока. Вышеописанный опытъ показываетъ, что внутри магнита, тамъ, гдѣ повидимому вещество не находится въ какомъ-либо магнитномъ состояніи, на самомъ дѣлѣ магнитная деформация существуетъ, но только въ скрытомъ видѣ. Разламывая магнитъ, мы дѣлаемъ ее доступной нашему наблюденію. Во всемъ этомъ опытѣ особенно замѣчательно слѣдующее: направленіе магнитнаго потока въ

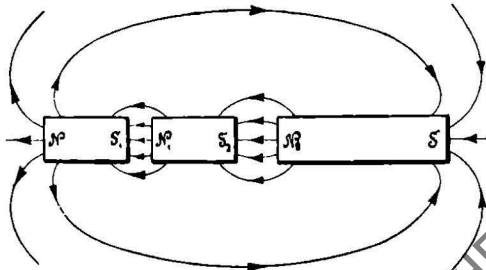


Рис. 13.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

промежуткахъ N_1S_1 , N_2S_2 и т. д. находится въ такомъ соотношеніи съ направлениемъ магнитнаго потока во внѣшнемъ полѣ, что естественно является идея, что потокъ не заканчивается на южномъ полюсѣ магнита, но проходитъ сквозь вещество магнита въ направленіи отъ южнаго полюса къ сѣверному и далѣе выходитъ изъ этого послѣдняго. Если же принять еще во вниманіе, что опытные данныя неопровержимо свидѣтельствуютъ о томъ, что число магнитныхъ линій, исходящихъ изъ полюса N и входящихъ въ полюсъ S , въ точности равно числу магнитныхъ линій, проходящихъ черезъ промежутки N_1S_1 , N_2S_2 и т. д., то мы необходимо приходимъ къ такому выводу:

Магнитный потокъ, связанный съ магнитомъ, непрерывенъ, т. е. каждая образующая его магнитная линія пробѣгаетъ массу магнита и выходитъ наружу черезъ сѣверный полюсъ, чтобы опять вступить въ магнитъ черезъ южный полюсъ.

Представленіе о непрерывности магнитнаго потока явилось результатомъ многочисленныхъ изслѣдованій Фарадэя, который хорошо резюмировалъ этотъ важный принципъ въ слѣдующемъ отрывкѣ (Experimental Researches, § 3117): «Внутри магнита существуютъ силовыя линіи той же природы, какъ и внѣ его. Даже болѣе, количество внутреннихъ линій строго равняется количеству внѣшнихъ. Направленіе внутреннихъ линій связано съ направлениемъ внѣшнихъ и, собственно говоря, внутреннія линіи, составляя продолженіе внѣшнихъ, имѣютъ совершенно ту же природу, насколько это можно изслѣдовать опытомъ. Поэтому каждая силовая линія, на какомъ бы разстояніи отъ магнита мы ее ни взяли, должна быть разсматриваема, какъ замкнутая цѣпь, проходящая нѣкоторой своей частью черезъ магнитъ и имѣющая одинаковое количество силы въ каждомъ мѣстѣ на своемъ протяженіи».

Напомнимъ, что фарадэевская «силовая линія» соотвѣтствуетъ нашей магнитной линіи.

Итакъ, магнитный потокъ, органически связанный съ магнитомъ, мы должны представлять себѣ такъ, какъ это изображено на рис. 14. То, что мы назвали магнитной массой, намъ кажется распо-

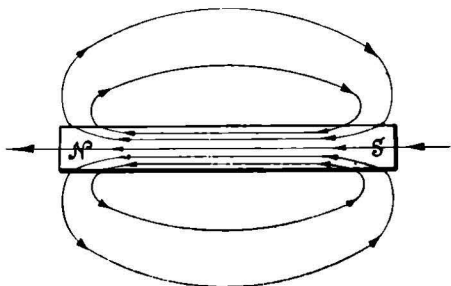


Рис. 14.

ложеннымъ на тѣхъ частяхъ поверхности магнита, сквозь которыя выходитъ или входитъ магнитный потокъ, т. е. на концахъ магнита. Другими словами, эти концы магнита представляются намъ средоточіемъ способности притягивать, и это потому, что они являются въ нѣкоторомъ родѣ центрами, изъ которыхъ расходятся во внѣшнее пространство магнитныя линіи, стремящіяся сократиться и сокращающіяся, когда это оказывается возможнымъ.

14. Тѣла парамагнитныя и діамагнитныя.—Если мы измѣримъ число магнитныхъ линій, проходящихъ внутри желѣза, внесеннаго въ магнитное поле, то увидимъ, что на 1 квадратный сантиметръ поверхности, перпендикулярной магнитнымъ линіямъ, внутри желѣза будетъ ихъ приходиться больше, чѣмъ если бы вмѣсто желѣза была пустота или воздухъ. Отсюда мы заключаемъ, что существуютъ вещества, для которыхъ:

$$B > H$$

и слѣдовательно:

$$\mu > 1.$$

Такія тѣла называются собственно магнитными или, по Фарадѣю, *парамагнитными*. Къ числу парамагнитныхъ тѣлъ, кромѣ желѣза, принадлежатъ еще никкель, кобальтъ, марганецъ, хромъ и многія другія. Замѣтимъ, что только для немногихъ тѣлъ магнитная проницаемость значительно больше единицы. Къ числу таковыхъ, выдѣляемыхъ въ особую группу такъ называемыхъ тѣлъ сильно магнитныхъ или *ферромагнитныхъ*, относятся желѣзо, никкель, кобальтъ и нѣкоторые сплавы. Для огромнаго же большинства парамагнитныхъ тѣлъ значеніе магнитной проницаемости лишь очень немного больше единицы.

Итакъ, если внести въ магнитное поле кусокъ, напримѣръ, желѣза, то распредѣленіе магнитныхъ линій въ полѣ измѣнится, и въ общемъ должна получиться картина, подобная представленной на рис. 15. Магнитныя линіи будутъ проходить сквозь желѣзо примѣрно такъ же, какъ если бы это былъ стальной магнитъ. И дѣйствительно кусокъ желѣза въ этомъ случаѣ обладаетъ всѣми свойствами магнита, онъ, какъ говорятъ, намагничивается черезъ вліяніе. Мы называемъ сѣвернымъ полюсомъ намагниченной желѣзной полосы Q тотъ конецъ, черезъ который магнитныя линіи выходятъ наружу, а южнымъ — конецъ, черезъ который магнитныя линіи входятъ внутрь. По Фарадѣю

намагниченіе желѣза и вообще парамагнитныхъ тѣлъ въ магнитномъ полѣ заключается именно въ разсматриваемомъ сгущеніи магнитныхъ линій. Магнитныя линіи легче, охотнѣе проходятъ черезъ парамагнитныя тѣла, оказывающіяся болѣе проницаемыми для нихъ, чѣмъ пустота. Отсюда и понятіе о «магнитной проницаемости».

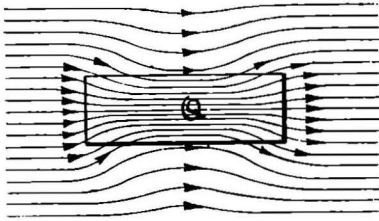


Рис. 15.

Въ случаѣ магнитнаго поля все происходитъ совершенно аналогично тому, какъ если бы мы, имѣя потокъ воды въ равномерно пропускающей средѣ, замѣнили часть ея Q (рис. 15) веществомъ,

болѣе проницаемымъ для воды. Въ такомъ случаѣ вода, протекавшая прежде по всей средѣ, будетъ проходить главнымъ образомъ по пути наименьшаго сопротивленія, т. е. черезъ Q . И схема распределенія водяныхъ струй получится совершенно аналогичная картинѣ магнитнаго потока. Подобная аналогія отнюдь не даетъ права предполагать, что въ магнитномъ полѣ мы имѣемъ какое либо движеніе именно вдоль магнитныхъ линій. Однако надо думать, что самый терминъ «магнитный потокъ» возникъ не безъ вліянія этой аналогіи.

Остановимся еще на одной комбинаціи, представляющей практической интересъ. Вообразимъ себѣ, что въ магнитное поле между полюсами N и S (рис. 16) внесено желѣзное кольцо. Въ такомъ случаѣ магнитныя линіи опять таки соберутся главнымъ образомъ въ желѣзѣ, какъ это показано на рисункѣ; внутри же кольца магнитное поле будетъ очень ослаблено. Слѣдовательно въ этихъ условіяхъ желѣзное кольцо играетъ роль магнитнаго экрана.

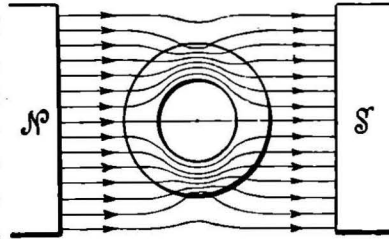


Рис. 16.

Кромѣ тѣлъ парамагнитныхъ существуютъ еще такія тѣла, въ которыхъ магнитная индукція меньше, чѣмъ если бы объемъ, ими занимаемый, былъ совершенно лишенъ вещества. Другими словами, для такихъ тѣлъ имѣемъ:

$$B < H$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

и слѣдовательно:

$$\mu < 1.$$

Такія тѣла Фарадэй называлъ *діамагнитными*. Наиболѣе характернымъ въ этомъ отношеніи является висмутъ, для котораго имѣемъ:

$$\mu = 0,99983.$$

Мы видимъ отсюда, что, вообще говоря, у всѣхъ діамагнитныхъ тѣлъ магнитная проницаемость весьма мало отличается отъ единицы.

15. Магнитныя свойства желѣза. Гистерезисъ.—Изъ всѣхъ ферромагнитныхъ тѣлъ наиболѣе типичнымъ является желѣзо, на магнитныхъ свойствахъ котораго мы вкратцѣ остановимся.

Магнитная проницаемость желѣза, вообще говоря, не есть величина постоянная; она измѣняется въ зависимости отъ цѣлаго ряда обстоятельствъ; отъ величины магнитной индукціи или силы поля, отъ предварительнаго состоянія, отъ температуры и т. д.

Въ зависимости отъ магнитной силы H и индукціи B магнитная проницаемость μ измѣняется въ очень широкихъ предѣлахъ, какъ видно изъ нижеслѣдующей таблицы, въ которой приведены, въ видѣ примѣра, для одного сорта желѣза H и B , полученные опытнымъ путемъ и вычисленные на основаніи ихъ значенія магнитной проницаемости.

H	B	$\mu = \frac{B}{H}$
0,9	1 130	1 260
1,55	5 200	3 350
2,7	8 160	3 020
3,75	9 480	2 530
8,55	12 440	1 460
18,1	14 510	800
14,5	15 710	460
82,7	17 150	210
145,3	18 200	130

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Надо замѣтить, что цифры, данныя въ вышеприведенной таблицѣ, представляютъ собою нѣкоторыя среднія значенія μ . Въ дѣйствительности для одного и того же значенія магнитной силы магнитная проницаемость желѣза можетъ имѣть безчисленное множество значеній. Другими словами, одному и тому же значенію магнитной силы H можетъ соответствовать безчисленное множество значеній магнитной индукціи B въ желѣзѣ. Оказывается, что при одномъ и томъ же H и прочихъ равныхъ условіяхъ магнитное состояніе желѣза въ сильной степени зависитъ отъ предыдущаго состоянія, такъ сказать отъ магнитной исторіи даннаго образца желѣза. И эта зависимость выражается въ томъ, что при измѣненіи силы поля магнитная индукція какъ бы запаздываетъ. Именно, для одного и того же значенія силы поля H значеніе магнитной индукціи B будетъ меньше въ томъ случаѣ, когда мы идемъ въ сторону усиленія поля, и больше, когда мы идемъ въ обратномъ направленіи. Юингъ далъ этому свойству магнитныхъ веществъ названіе *гистерезиса* (корень этого слова обозначаетъ по-гречески «запаздываніе»). Явленіе гистерезиса свидѣтельствуетъ о томъ, что намагниченіе или перемагниченіе желѣза, вообще измѣненіе его магнитнаго состоянія, встрѣчаетъ какое-то сопротивленіе внутри желѣза. Все происходитъ такъ, какъ будто бы при процессѣ измѣненія магнитнаго состоянія вещества приходится преодолевать внутреннія тренія. Въ подтвержденіе этого предположенія можно привести тотъ фактъ, что при перемагничиваніи желѣза всегда расходуется нѣкоторое количество энергіи, которое въ конечномъ итогѣ переходитъ въ тепло и повышаетъ температуру желѣза. Такимъ образомъ при перемагничиваніи желѣза обнаруживается *потеря энергіи на гистерезисъ* подобно тому, какъ при всякомъ другомъ процессѣ въ матеріальной средѣ часть энергіи идетъ на преодоленіе треній и повышеніе температуры трущихся частей системы.

16. Земное магнитное поле.—Тотъ фактъ, что свободно подвѣшенный магнитъ, такъ называемая магнитная стрѣлка, всегда устанавливается въ нѣкоторомъ опредѣленномъ направленіи, именно приблизительно съ юга на сѣверъ, свидѣтельствуетъ намъ о существованіи магнитнаго поля, органически связаннаго съ земнымъ шаромъ. Другими словами, все происходитъ такъ, какъ будто бы земля представляетъ собою магнитъ. Въ первомъ приближеніи и въ общихъ чертахъ земное магнитное поле ока-

зывается такимъ, какое произошло бы отъ небольшого магнита, помещеннаго въ центрѣ земли и имѣющаго ось подѣ угломъ около 16° къ оси вращенія земли. Тѣ точки, въ которыхъ ось этого магнита пересѣкаетъ земную поверхность, называются *земными магнитными полюсами*. Такимъ образомъ, земные магнитные полюсы не совпадаютъ съ географическими полюсами. При помощи совершенной и потребовавшей большого труда обработки магнитныхъ наблюдений Гауссъ далъ положеніе полюса въ сѣверномъ полушаріи въ 1838 году $73^\circ 35'$ сѣв. широты и $264^\circ 21'$ восточной долготы и въ южномъ полушаріи $72^\circ 35'$ южной широты и $152^\circ 30'$ восточной долготы. Ясно конечно, что, держась установленной терминологіи и основываясь на законѣ взаимодѣйствія полюсовъ, мы должны приписывать южную полярность магнитному полюсу сѣвернаго полушарія и сѣверную полярность магнитному полюсу южнаго полушарія.

Магнитное поле земли въ данномъ мѣстѣ можно считать однороднымъ.

Для опредѣленія величины и направленія магнитной силы земнаго поля въ нѣкоторой точкѣ обыкновенно измѣряютъ три слѣдующихъ величины:

- 1) *Горизонтальную составляющую* земной магнитной силы.
- 2) Уголъ, образуемый направленіемъ горизонтальной составляющей съ географическимъ меридіаномъ. Этотъ уголъ называютъ *склоненіемъ*, а вертикальную плоскость, проходящую черезъ направленіе горизонтальной составляющей, — *магнитнымъ меридіаномъ*.
- 3) *Наклоненіе*, т. е. уголъ, образуемый магнитною силою земнаго поля съ горизонтальною плоскостью.

Очевидно, что, зная горизонтальную составляющую H' и уголъ наклоненія α , нетрудно вычислить полную магнитную силу H , именно:

$$H = \frac{H'}{\cos \alpha} .$$

Для примѣра приведемъ характеристики земнаго магнитнаго поля для главнѣйшихъ центровъ Европы, относящихся къ 1892 году.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

	Склоненіе.	Наклоненіе.	Горизонт. сост.
Стокгольмъ	8°1'W	70°45'	0,16251
С.-Петербургъ	0°0'	70°43'	0,16445
Москва	2°38'O	68°41'	0,18050
Лондонъ	17°27'W	67°30'	0,18198
Берлинъ	10°23'—	66°49'	0,18592
Парижъ	15°24'—	65°8'	0,19596
Римъ	10°37'—	58°7'	0,23295

Должно замѣтить, что въ каждомъ данномъ мѣстѣ характеристики земного магнитнаго поля не остаются постоянными, но претерпѣваютъ съ теченіемъ времени измѣненія (варіаціи).

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

ГЛАВА ВТОРАЯ.

Электрический токъ. Основныя явленія.

17. **Электромагнитная индукція тока.**—До сихъ поръ мы, изучая магнитное поле, мысленно связывали его съ какимъ либо магнитомъ или группою магнитовъ. Существуютъ однако еще и другія условія, на первый взглядъ, совсѣмъ иного рода, при которыхъ также обнаруживается магнитное поле. Подобныя условія могутъ быть созданы, на примѣръ, такимъ образомъ. Представимъ себѣ металлическую проволоку, концы которой спаяны между собой, благодаря чему образуется замкнутый металлическій контуръ PQ (рис. 17). Часть его Q закрѣпимъ не-

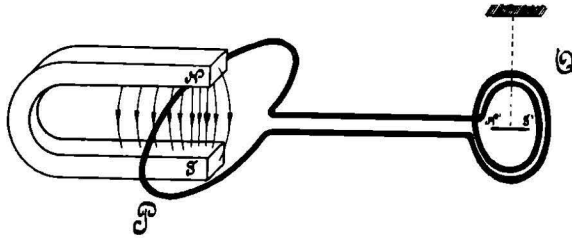


Рис. 17.

подвижно и внутри образуемыхъ имъ нѣсколькихъ витковъ подвижимъ магнитную стрѣлку $N'S'$. Слѣдуетъ оговориться, что примѣненіе нѣсколькихъ витковъ вмѣсто одного по существу неважно и дѣлается обычно только для усиленія наблюдаемыхъ явленій. Съ тою же цѣлью самыя витки обыкновенно располагаются въ плоскости магнитнаго меридіана такъ, чтобы магнит-

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

ная стрѣлка $N'S'$ нормально висѣла въ плоскости образуемыхъ контуромъ витковъ. Станемъ теперь двигать другую часть контура P въ магнитномъ полѣ, созданномъ неподвижнымъ магнитомъ NS , расположеннымъ сколь угодно далеко отъ того мѣста, гдѣ находятся витки Q и стрѣлка $N'S'$. Если часть контура P будетъ двигаться такимъ образомъ, чтобы при этомъ *перерѣзываются магнитныя линіи* поля, то во все время подобнаго движенія вблизи всѣхъ безъ исключенія частей нашего металлическаго контура можно обнаружить магнитное поле, исчезающее вмѣстѣ съ прекращеніемъ процесса перерѣзыванія магнитныхъ линій частью контура. Это вновь возникающее магнитное поле проще всего обнаружить по его дѣйствию на магнитную стрѣлку, расположенную близъ контура, и особенно рѣзко это проявится на стрѣлкѣ $N'S'$, расположенной въ условіяхъ особенно благоприятныхъ. Именно мы увидимъ, что въ моменты перерѣзанія контуромъ магнитныхъ линій стрѣлка $N'S'$ будетъ выходить изъ плоскости витковъ, стремясь стать перпендикулярно проволоцѣ, образующей витки. Слѣдовательно, *въ описываемыхъ условіяхъ возникаетъ магнитная сила, перпендикулярная проволоцѣ*. И это справедливо по отношенію ко всѣмъ частямъ нашего замкнутаго контура. Замѣчательно то, что описываемыя явленія имѣютъ мѣсто совершенно независимо отъ того, каковы размѣры контура, каково разстояніе между, напримеръ, частями P и Q . Оно можетъ быть равно десяткамъ метровъ, десяткамъ, сотнямъ, тысячамъ километровъ. Это обстоятельство свидѣтельствуетъ намъ о томъ, что въ разсматриваемыхъ условіяхъ *въ мѣстѣ перерѣзыванія магнитныхъ линій частью замкнутаго металлическаго контура происходитъ какое то явленіе, сопровождающееся распространеніемъ вдоль всей проволоки особыхъ свойствъ*, обнаруживаемыхъ въ нашемъ опытѣ при помощи магнитной стрѣлки $N'S'$. При этомъ сама проволока играетъ роль направляющихъ въ возникающемъ новомъ процессѣ. Вся совокупность опытныхъ данныхъ говоритъ за то, что этотъ процессъ имѣетъ чисто кинетическій характеръ. Мы его называемъ *электрическимъ токомъ*. Итакъ, въ то время какъ замкнутый металлическій контуръ какой либо своей частью перерѣзываетъ магнитныя линіи, въ этомъ контурѣ возникаетъ электрический токъ. Предполагаютъ при этомъ, что въ связи съ появленіемъ магнитнаго поля вокругъ проволоки вдоль нея течетъ нѣкоторый дѣятель, называемый *электричествомъ*. Такимъ

УДУНТ
(ИПБТ)

образомъ является представленіе о теченіи электричества по проволокѣ; говорятъ: по проволокѣ течетъ электрической токъ. Возбужденіе электрическаго тока при перерѣзываніи контуромъ магнитныхъ линій было открыто Фарадѣемъ. Это явленіе называется *электромагнитной индукціей тока*. Возникшій въ подобныхъ условіяхъ электрической токъ иногда называютъ *индуктированнымъ токомъ*.

Прежде чѣмъ перейти къ изученію свойствъ электрическаго тока, полезно обратить вниманіе на то обстоятельство, что схема, представленная на рис. 17, есть, въ сущности говоря, теоретическая схема всякаго современнаго устройства для электрической передачи энергіи. Часть контура P въ связи съ магнитомъ NS играетъ роль генератора электрическаго тока; это—генераторная станція. Часть контура Q съ магнитной стрѣлкой $N'S'$ играетъ роль пріемника; это—электродвигатель, т. е. такой приборъ, въ которомъ при помощи электрическаго тока создается движеніе. Въ данномъ случаѣ при помощи возникающаго въ контурѣ электрическаго тока приводится въ движеніе магнитная стрѣлка $N'S'$. И, исходя изъ закона сохраненія энергіи, мы можемъ утверждать, что механическая работа, которая совершается при передвиженіи въ части нашей схемы, играющей роль электродвигателя, должна черпаться изъ того источника энергіи, который приводитъ въ движеніе часть контура P , нашъ генераторъ тока. Въ дѣйствительности такъ именно это и происходитъ. На электрической станціи генераторы электрическаго тока берутъ энергію отъ приводящихъ ихъ въ движеніе тепловыхъ или гидравлическихъ двигателей и превращаютъ ее въ *энергію электрическаго тока*. Въ электрическихъ же двигателяхъ электрическая энергія претерпѣваетъ обратное превращеніе въ механическую работу. Проволоки, соединяющія генераторъ съ пріемникомъ, въ нашемъ случаѣ P съ Q , представляютъ собою *линію передачи*.

Въ опытѣ, который представленъ схематически на рис. 17, обнаруживаются при внимательномъ изслѣдованіи всѣ основныя свойства того процесса, который мы назвали электрическимъ токомъ. Къ болѣе или менѣе детальному изученію этихъ свойствъ мы и переходимъ.

18. Проводники и непроводники (изоляторы). — Опытъ показываетъ, что въ явленіи электрическаго тока играетъ существенную роль вещество, изъ котораго составленъ рассмотрѣн-

УДУНТ
(ИПБТ)

ный выше замкнутый контуръ, называемый иногда *цѣпью электрическаго тока* или просто *электрической цѣпью*. Въ первомъ приближеніи всѣ тѣла можно раздѣлить на два класса.

Тѣла перваго класса обладаютъ тѣмъ свойствомъ, что во всякой замкнутой цѣпи, составленной изъ этихъ тѣлъ, можетъ возникнуть электрической токъ. Эти тѣла проводятъ электрической токъ. Они называются поэтому *проводниками*. Къ числу проводниковъ относятся металлы, уголь, графитъ, водные растворы солей и кислотъ и нѣкоторыя другія тѣла.

Тѣла втораго класса, такъ называемые *непроводники* или *изоляторы*, обладаютъ слѣдующимъ свойствомъ: если они входятъ въ составъ нашей замкнутой цѣпи хотя бы на протяженіи незначительнаго участка, то въ такой цѣпи обычно не возникаетъ электрической токъ. Эти тѣла, слѣдовательно, не проводятъ электрическаго тока. Къ числу непроводниковъ относятся стекло, сѣра, смолы, слюда, фарфоръ, парафинъ, шелкъ и много другихъ тѣлъ, изъ которыхъ упомянемъ еще только воздухъ при обычныхъ условіяхъ.

Проволоки, изъ которыхъ составляютъ электрическія цѣпи, часто покрываютъ такъ называемой *изоляціей*, состоящей изъ слоя непроводящаго токъ вещества. Это дѣлается съ тою цѣлью, чтобы путь тока былъ строго опредѣленный и чтобы не произошло случайныхъ усложненій или измѣненій контура тока въ случаѣ соприкосновенія отдѣльныхъ частей контура съ посторонними проводниками или между собою, какъ это, напримѣръ, можетъ легко произойти при образованіи витковъ проволоки. Проволока, служащая для составленія электрической цѣпи, иногда просто называется *проводникомъ* или *проводомъ*.

Производя опытъ, описанный въ предыдущемъ §, съ контурами тождественными въ геометрическомъ смыслѣ, но составленными изъ проволокъ изъ различныхъ матеріаловъ, напримѣръ, изъ мѣди, платины, свинца и т. д., нетрудно замѣтить, что при всѣхъ прочихъ равныхъ условіяхъ отклоненіе магнитной стрѣлки электрическимъ токомъ будетъ различно въ различныхъ случаяхъ. Оно будетъ больше, когда проводъ сдѣланъ изъ мѣди, и меньше въ случаѣ платины и т. д. Отсюда мы заключаемъ, что интенсивность наблюдаемаго процесса, т. е. электрическаго тока, будетъ зависѣть отъ вещества проводника. А слѣдовательно вещество проводника, его масса принимаетъ участіе въ явленіи электрическаго тока. Другими словами, при прохожденіи электри-

ческаго тока вдоль проводника, внутри самого проводника происходит нѣчто. Это заключеніе вполне согласуется съ представленіемъ о теченіи электричества сквозь поперечныя сѣченія проводника, какъ объ одной изъ частей того несомѣнно сложнаго процесса, который мы называемъ электрическимъ токомъ. Необходимо только строго помнить, что ни магнитное поле, возникающее вокругъ проводника съ электрическимъ токомъ, ни самый процессъ теченія электричества вдоль проводника не слѣдуетъ разсматривать порознь, какъ какія-либо самостоятельныя обособленныя явленія или какъ явленія, изъ которыхъ одно оказывается слѣдствіемъ другого. Надо имѣть въ виду, что все это лишь отдѣльныя части одного сложнаго процесса, электрическаго тока, который происходитъ какъ внутри, такъ и внѣ проводника. Нельзя себѣ представить электрической токъ безъ движенія электричества. Совершенно также не можетъ быть рѣчи объ электрическомъ токѣ, не сопутствующемъ магнитнымъ полемъ. Въ силу чисто историческихъ причинъ мы, говоря объ электрическомъ токѣ, обыкновенно сосредоточиваемъ наше вниманіе главнымъ образомъ на проводникѣ. Чтобы не впасть въ ошибку, мы всегда, говоря объ электрическомъ токѣ, должны мысленно охватывать всю совокупность явленій какъ внутри, такъ и внѣ объема проводника, приписывая этому послѣднему роль направляющей, вокругъ которой извѣстнымъ образомъ ориентуруется и съ которою такимъ образомъ оказывается связаннымъ разсматриваемый процессъ.

19. Характеристики электрической цѣпи: сила тока, электродвижущая сила и электрическое сопротивление.— При количественномъ изслѣдованіи свойствъ электрическаго тока и законовъ, которымъ онъ подчиняется, необходимо прежде всего установить, какими величинами мы будемъ характеризовать его. Въ этомъ отношеніи мы можемъ притти къ желаемымъ результатамъ, обратившись къ основному явленію: электромагнитной индукціи тока.

Опытъ, описанный въ § 17, показываетъ, что механическія силы, съ которыми токъ дѣйствуетъ на магнитную стрѣлку и, слѣдовательно, уголъ отклоненія послѣдней отъ нормальнаго положенія могутъ быть различны въ зависимости отъ разныхъ обстоятельствъ, на примѣръ отъ скорости перерѣзыванія магнитныхъ линій. Другими словами, сила магнитнаго поля тока въ данной точкѣ не есть величина неизмѣнная. Она очевидно за-

УДУНТ
(ИПБТ)

виситъ отъ характера электрическаго тока. Самое естественное предположеніе, какое только можно сдѣлать, это то, что въ каждой точкѣ сила магнитнаго поля тока зависитъ отъ интенсивности разсматриваемаго сложнаго процесса или, какъ принято говорить, отъ *силы тока*. Мы должны допустить, что усиленіе магнитнаго поля тока свидѣтельствуетъ намъ объ усиленіи самаго тока и, обратно, болѣе слабому магнитному полю тока соответствуетъ меньшая сила тока. Такъ какъ магнитное поле тока не есть какой-либо отдаленный результатъ дѣйствія электрическаго тока, но представляетъ собою органическую часть изучаемаго процесса, то, очевидно, силу этого магнитнаго поля въ нѣкоторой точкѣ мы должны считать прямо-пропорціональной силѣ тока. Такимъ образомъ, судить о силѣ тока мы можемъ непосредственно по силѣ его магнитнаго поля, что практически сводится къ наблюденію механическихъ силъ, съ которыми токъ дѣйствуетъ на магнитную стрѣлку, т. е. къ наблюденію силы взаимодѣйствія тока и магнита. Исходя изъ этихъ взаимодѣйствій, можно установить единицу силы тока, какъ это мы увидимъ впослѣдствіи. Величину силы тока обыкновенно обозначаютъ буквою *i*.

Говоря о силѣ тока, мы имѣемъ въ виду качество, которое можно и должно приписать любому участку электрической цѣпи. По всей цѣпи протекаетъ токъ, во всякомъ мѣстѣ цѣпи токъ имѣетъ нѣкоторую совершенно опредѣленную силу. Есть однако еще такое качество цѣпи, которое обыкновенно бываетъ присуще только какой-либо одной части цѣпи. Именно, если мы обратимся къ вопросу о причинѣ, возбуждающей токъ, то очевидно мы должны ее отнести къ тому мѣсту, гдѣ происходитъ пересѣченіе магнитныхъ линій проводникомъ, ибо этотъ процессъ и оказывается источникомъ всѣхъ возникающихъ при этомъ явленій. Они возбуждаются, какъ только проводникъ начинаетъ пересѣкать магнитныя линіи, и исчезаютъ, какъ только прекратится относительное перемѣщеніе проводника и магнитнаго потока. Ясно конечно, что это перемѣщеніе магнитныхъ линій мы должны разсматривать, какъ обстоятельство, обуславливающее появленіе въ данномъ мѣстѣ цѣпи особаго состоянія электрическаго характера, которое мы считаемъ непосредственною причиною электрическаго тока, причиною движенія электричества. Эту причину называютъ *электродвижущей силой*. Мы будемъ сокращенно писать *э. д. с.* и обозначать величину ея буквою *e*.

УДУНТ
(ИПБТ)

Въ предыдущемъ § мы указывали уже, что вещество проводника оказываетъ вліяніе на интенсивность явленій, которыми характеризуется электрическій токъ, т. е. на силу тока. Опытъ показываетъ, что въ этомъ отношеніи вліяютъ еще и геометрическіе размѣры проводника, его температура, вообще всѣ обстоятельства, какъ либо дѣйствующія на состояніе проводника. Такимъ образомъ, въ зависимости отъ свойства проводника электрическій токъ при всѣхъ прочихъ равныхъ условіяхъ можетъ быть сильнѣе или слабѣе; другими словами, всякій проводникъ обладаетъ нѣкоторымъ качествомъ, которое позволяетъ процессу электрическаго тока развиться въ большей или меньшей степени. Обыкновенно принято разсматривать это характерное качество, какъ *электрическое сопротивленіе* проводника. Терминъ «сопротивленіе» въ данномъ случаѣ особенно умѣстенъ, такъ какъ проводникъ играетъ роль направляющей въ процессѣ электрическаго тока. А мы знаемъ, что въ любомъ процессѣ кинетическаго характера направляющая всегда оказываетъ большее или меньшее сопротивленіе совершающемуся вдоль нея движению. Величину электрическаго сопротивленія будемъ обозначать буквою r .

Итакъ, всякій проводникъ, всякая электрическая цѣпь обладаетъ электрическимъ сопротивленіемъ. Это есть характеристика цѣпи, имѣющая мѣсто и значеніе совершенно независимо отъ того, идетъ ли по цѣпи токъ или нѣтъ. Если въ какомъ-либо мѣстѣ въ данной замкнутой цѣпи возникнетъ по той или иной причинѣ электродвижущая сила, то по цѣпи начнетъ протекать электрическій токъ, сила котораго обусловливается величиной электрическаго сопротивленія.

20. Законъ Ома.—Интенсивность всякаго движенія будетъ тѣмъ больше, чѣмъ больше силы, производящія это движеніе и поддерживающія его, и чѣмъ меньше сопротивленіе, оказываемое этому движению средою или тѣми направляющими, вдоль которыхъ совершается данный кинетическій процессъ. Въ примѣненіи къ электрическому процессу—электрическому току въ нѣкоторой замкнутой цѣпи—мы можемъ сказать, что сила тока тѣмъ больше, чѣмъ больше электродвижущая сила и чѣмъ меньше электрическое сопротивленіе цѣпи. Простѣйшимъ образомъ зависимость такого рода выражается, если мы допустимъ, что *сила тока прямо-пропорціональна электродвижущей силѣ и*

обратно-пропорціональна сопротивленію цѣпи. При помощи принятыхъ нами обозначеній это соотношеніе изобразится такъ:

$$i = \frac{e}{r}.$$

Подобная связь между основными характеристиками электрической цѣпи была указана Омомъ, который въ своихъ изслѣдованіяхъ исходилъ изъ аналогіи, существующей между электрическимъ токомъ и распространеніемъ теплоты. По имени этого ученаго указанное соотношеніе называется *закономъ Ома*.

Для провѣрки справедливости этого закона было сдѣлано очень много весьма тщательныхъ провѣрочныхъ опытовъ надъ токами въ твердыхъ и жидкихъ проводникахъ. Несмотря на то, что къ точности измѣреній при этихъ опытахъ были предъявлены самыя строгія требованія, ни одного исключенія изъ этого закона обнаружено не было.

21. Магнитное поле тока.— Въ основномъ опытѣ электромагнитной индукціи тока, описанномъ въ § 17, мы уже имѣли дѣло съ магнитнымъ полемъ электрическаго тока и наблюдали его дѣйствіе на внесенную въ него магнитную стрѣлку. Мы видѣли, что магнитное поле это перпендикулярно направленію проводника съ токомъ. Для того, чтобы ближе ознакомиться съ характеромъ магнитнаго поля тока и съ формою магнитныхъ линій, составляющихъ его, можно воспользоваться тѣмъ же способомъ, какимъ мы уже изслѣдовали магнитное поле магнитовъ, именно примѣнить желѣзные опилки и получить, такимъ образомъ, *магнитный спектръ тока*. Такъ какъ магнитное поле вообще говоря перпендикулярно току, то, слѣдовательно, магнитныя линіи лежатъ въ плоскостяхъ перпендикулярныхъ къ проводнику. Это конечно справедливо лишь постольку, поскольку мы имѣемъ дѣло съ простѣйшими формами проводника, напри- мѣръ, въ случаѣ прямолинейнаго проводника, вѣрнѣе сказать, прямолинейнаго участка цѣпи. Въ случаѣ же какой-либо сложной формы проводника поле можетъ оказаться и не строго перпендикулярнымъ къ проводнику. Итакъ, обратившись ради простоты къ прямолинейному участку цѣпи, по которой идетъ токъ, мы можемъ слѣдующимъ образомъ расположить опытъ полученія магнитнаго спектра тока. Беремъ кусокъ картона *SS* (рис. 18), пропускаемъ черезъ отверстіе въ картонѣ изслѣдуемый прямолинейный участокъ *AB* электрической цѣпи и располагаемъ всю

систему такимъ образомъ, чтобы проводникъ былъ какъ разъ перпендикуляренъ къ плоскости SS , въ которой должны въ такомъ случаѣ лежать магнитныя линіи тока. Далѣе посыпаемъ картонъ желѣзными опилками и въ то время, какъ по AB идетъ токъ, встряхиваемъ ихъ, слегка постукивая по картону. Получающаяся при этомъ картина магнитнаго спектра показываетъ намъ, что *магнитныя линіи прямолинейнаго тока представляютъ собою концентрическіе круги, центры которыхъ лежатъ на оси проводника*. Кроме того мы въ данномъ случаѣ вообщю убѣждаемся въ томъ, что магнитныя линіи дѣйствительно суть замкнутыя кривыя, и, такимъ образомъ, принципъ непрерывности магнитнаго потока (§ 13) распространяется и на магнитное поле тока. И это справедливо, какъ показываетъ непосредственный опытъ, во всѣхъ рѣшительно случаяхъ магнитнаго поля тока.

Какъ бы ни былъ сложенъ контуръ тока, какъ бы ни была сложна форма получающихся при этомъ магнитныхъ линій, мы всегда неизмѣнно имѣемъ дѣло съ замкнутыми магнитными линіями. При этомъ замѣчательно еще слѣдующее обстоятельство. Каждая магнитная линія обязательно охватываетъ кругомъ проводникъ съ токомъ. Въ магнитномъ полѣ тока

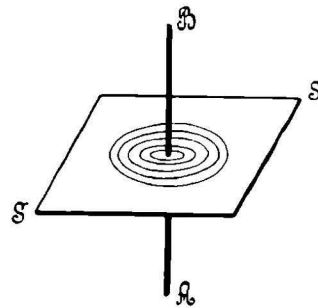


Рис. 18.

нѣтъ магнитныхъ линій, сквозь контуръ которыхъ не проходилъ бы электрическій токъ. И если принять еще во вниманіе, что и электрическая цѣпь всегда обязательно представляетъ собою тоже замкнутый контуръ, то мы приходимъ къ выводу, что *электрическій токъ и образуемый имъ магнитный потокъ связаны между собою, какъ звенья цѣпи*.

22. Направленіе тока и электродвижущей силы. — Въ вопросѣ о магнитномъ полѣ тока есть еще одно существенное обстоятельство, которое мы до сихъ поръ оставляли безъ вниманія. Рѣчь идетъ о направленіи этого магнитнаго поля. Опытъ, производимый хотя бы въ той простѣйшей формѣ, которая схематически представлена на рис. 17, показываетъ намъ, что направленіе магнитнаго поля можетъ быть двойное: магнитная стрѣлка $N'S'$ отклоняется отъ положенія равновѣсія то въ одну, то въ другую сторону въ зависимости отъ того, въ какую сторону

УДУНТ
(ИПБТ)

движется проводник P , перерѣзающій магнитный потокъ. Изъ этого мы должны заключить, что электрическій токъ есть процессъ, имѣющій въ проводникѣ нѣкоторое опредѣленное направление, одно изъ двухъ возможныхъ (въ зависимости отъ обстоятельствъ). Конечно то же самое направление мы должны приписать и э.-д. с., создающей токъ. Итакъ во всякой замкнутой цѣпи электрическій токъ можетъ имѣть одно или другое направление, и каждому направлению тока соотвѣтствуетъ совершенно опредѣленное направление связаннаго съ ними магнитнаго поля. Остается условиться въ томъ, какое именно направление принимать въ каждомъ частномъ случаѣ за направление тока. Вслѣдствіе нашей недостаточной освѣдомленности въ области механизма того процесса, который мы называемъ электрическимъ токомъ, мы можемъ только совершенно условно взять то или иное направление за направление тока.

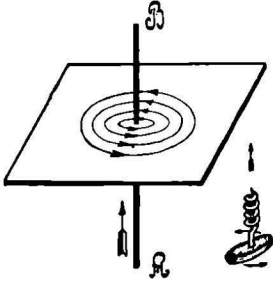


Рис. 19.

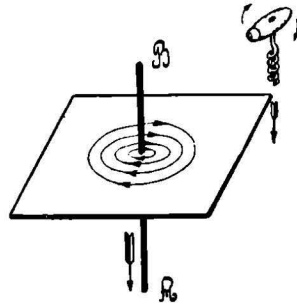


Рис. 20.

За направление тока въ проводникѣ принято считать то направление, въ которомъ двигалась бы ось винта штопора, если бы рукоятка его вращалась въ направлении магнитнаго поля, существующаго вокругъ проводника.

Такимъ образомъ, въ опытѣ, представленномъ на рис. 18, направление тока мы будемъ считать отъ A къ B или отъ B къ A , въ зависимости отъ того, будетъ ли поле при взглядѣ на картонъ сверху казаться намъ направленнымъ противъ часовой стрѣлки или по часовой стрѣлкѣ. Рисунки 19 и 20 поясняютъ вышесказанное. Для ясности въ обоихъ случаяхъ направление поля и соотвѣтствующее ему согласно *привилу штопора* направление электрическаго тока показаны при помощи стрѣлокъ.

Съ цѣлью лучшаго ознакомленія съ правиломъ штопора, являющимся весьма важнымъ, основнымъ условіемъ въ учении

УДУНТ
(ИПБТ)

объ электрическомъ токѣ, разсмотримъ еще нѣсколько рисунковъ. На рис. 21 и 22 изображены кругами замкнутыя магнитныя линіи тока, при чемъ самый токъ предполагается перпендикулярнымъ къ плоскости чертежа въ обоихъ случаяхъ. Въ центрѣ изображены сѣченія проводниковъ. На рис. 21 магнитныя линіи направлены по часовой стрѣлкѣ. Правило штопора говоритъ намъ, что въ настоящемъ случаѣ токъ течетъ отъ читателя по ту сторону чертежа. Это направленіе условно изображается знакомъ \times (таковъ видъ перьевъ сзади стрѣлы, выпущенной изъ лука). На рис. 22 поле направлено обратно часовой стрѣлкѣ. Согласно правилу штопора токъ въ этомъ случаѣ течетъ изъ-за плоскости чертежа къ намъ. Условно это направленіе изображаютъ точкой (когда стрѣла летитъ къ намъ, то мы прежде всего видимъ острый конецъ—точку).

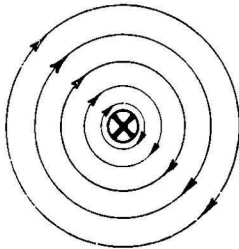


Рис. 21.

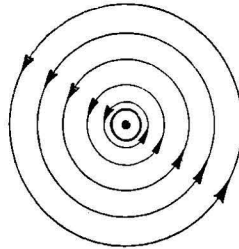


Рис. 22.

На рис. 23 представлена картина магнитнаго поля кругового тока. Получить эту картину можно чисто опытнымъ путемъ, примѣняя для данной цѣли знакомый намъ методъ желѣзныхъ опилокъ. При этомъ листъ картона, въ плоскости котораго получаемъ магнитныя линіи, надо разложить перпендикулярно плоскости кругового тока такъ, чтобы онъ пересѣкалъ эту плоскость по діаметру кругового проводника. Какъ видимъ, магнитныя линіи сдѣляются съ контуромъ тока, какъ звенья цѣпи. Изъ этого же рисунка можно усмотрѣть, что правило штопора будетъ справедливо и въ такой формѣ.

Направленіе тока есть то направленіе, въ которомъ надо вращать рукоятку штопора для того, чтобы ось его винта двигалась вдоль магнитныхъ линій, пронизывающихъ контуръ тока.

Соединяя объ формулировки правила штопора въ одну, мы можемъ сказать:

УДУНТ
(ИПБТ)

Направление тока и направление производимаго имъ магнитнаго потока взаимно связаны между собою тѣмъ самымъ соотношеніемъ, которое существуетъ между поступательнымъ движеніемъ оси винта штопора и вращательнымъ движеніемъ его рукоятки.

Практически направление тока легко опредѣляется при помощи магнитной стрѣлки. Внося магнитную стрѣлку въ сферу дѣйствія магнитнаго поля тока, мы по ея направленію можемъ составить себѣ представленіе о направленіи самого магнитнаго поля (рис. 24).

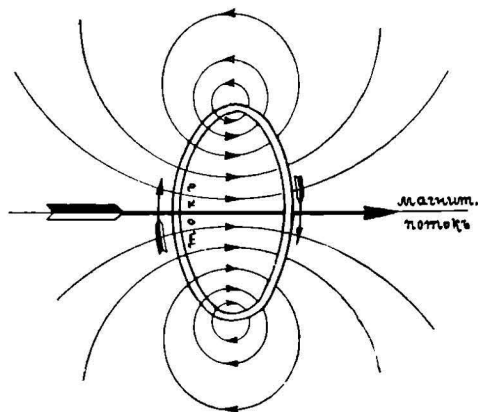


Рис. 23.

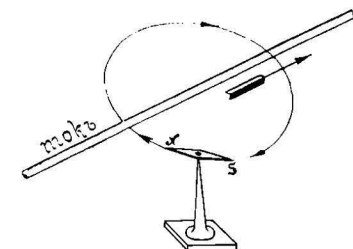


Рис. 24.

Затѣмъ конечно нетрудно, примѣняя правило штопора, опредѣлить и направление тока.

23. Электромагнитная индукція. Направление тока и электродвижущей силы.—Разъ только мы приняли условіе относительно связи между направленіемъ электрическаго тока и направленіемъ магнитнаго поля этого тока, мы тотчасъ же можемъ изслѣдовать, какого направленія получается въ каждомъ частномъ случаѣ индуктированный токъ или индуктированная э. д. с., что конечно одно и то же. Съ этою цѣлью мы опять обратимся къ нашему основному опыту, описанному въ § 17. Изучая детально условія возникновенія индуктированнаго тока, мы убѣждаемся, что направление тока всегда находится въ строго опредѣленномъ геометрическомъ соотношеніи съ направленіемъ вѣшняго магнитнаго поля, перерѣзываемого проводникомъ, и направленіемъ движенія проводника. Это соотношеніе обычно формулируется въ видѣ особыхъ мнемоническихъ правилъ. Однимъ изъ наиболѣ простыхъ и удобныхъ для практическихъ приложений является данное Флемингомъ такъ называемое *правило правой руки*. Для того, чтобы примѣнить это правило, необходимо прежде всего

расположить три первых пальца правой руки (большой, указательный и средний) по тремъ взаимно-перпендикулярнымъ направлениямъ (рис. 25). Затѣмъ надо поступить слѣдующимъ образомъ:

Большой (первый) палецъ направляютъ въ сторону движенія проводника, указательный (второй)—вдоль поля; тогда средний (третий) палецъ опредѣляетъ направленіе индуктированнаго тока.

При примѣненіи правила правой руки полезно помнить, что три основныхъ направленія—Движенія, Поля и Тока—располагаются въ алфавитномъ порядкѣ (*Д*, *П*, *Т*) вдоль первого, второго и третьяго пальцевъ.

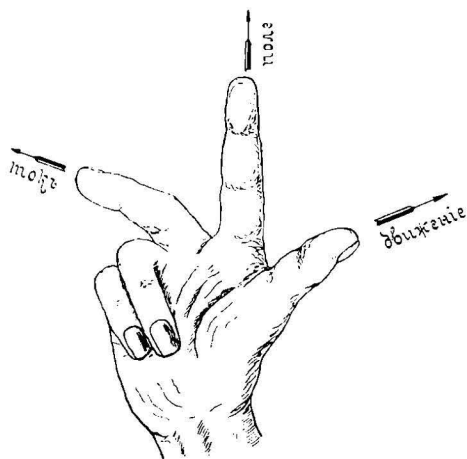


Рис. 25.

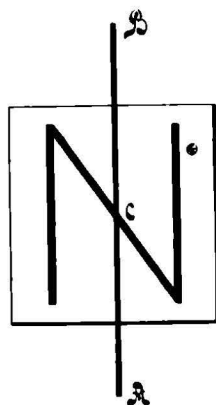


Рис. 26.

Не лишено практическаго значенія и легко запоминается еще нижеслѣдующее правило, данное Сильванусомъ Томпсономъ. Представимъ себѣ, что мы смотримъ навстрѣчу магнитнымъ линіямъ внѣшняго поля. Все происходитъ слѣдовательно такъ, какъ будто-бы мы смотримъ на сѣверный полюсъ. Представимъ себѣ далѣе, что на обращенной къ намъ поверхности этого полюса изображена буква *N* (рис. 26). Проводникъ *AB*, составляющій часть замкнутой цѣпи и пересѣкающій въ данномъ случаѣ магнитный потокъ, исходящій изъ полюса *N*, долженъ быть расположенъ параллельно боковымъ линіямъ буквы *N*, т. е. въ данномъ случаѣ вертикально. Этотъ проводникъ будетъ пересѣкать въ нѣкоторой точкѣ *C* наклонную линію буквы *N*. И

эта точка C будетъ двигаться вверхъ или внизъ, если проводникъ начнетъ двигаться влѣво или вправо, перерѣзывая при этомъ магнитныя линіи. Направленіе индуктированнаго тока совпадаетъ съ направлениемъ движенія точки C . Пользуясь правиломъ правой руки, нетрудно убѣдиться въ справедливости этого правила Сильвануса Томпсона.

24. Генераторы тока, основанные на явленіи электромагнитной индукціи.—Выше, въ § 17, мы указывали уже, что въ схемѣ основного опыта электромагнитной индукціи часть проводника P вмѣстѣ съ неподвижнымъ магнитомъ NS представляютъ собою генераторъ тока въ теоретически простѣйшей формѣ. Основныя части этого генератора неизмѣнно встрѣчаются во всѣхъ примѣняющихся на практикѣ генераторахъ этого класса, называемыхъ обычно *динамомашинами* или просто *динамо*. Въ каждой подобной машинѣ необходимъ прежде всего магнитъ, создающій основное магнитное поле, индуктирующее токъ при перерѣзываніи его проводникомъ. Поэтому основной магнитъ динамомашинны называютъ *индукторомъ*. Въ полѣ этого индуктора обычно вращается болѣе или менѣе сложная комбинація проводниковъ, которые при вращеніи все время рѣжутъ магнитныя линіи индуктора и въ которыхъ вслѣдствіе этого появляется индуктированная э.-д. с. Подобная система проводниковъ называется *арматурой* или *якоремъ* динамомашинны. При посредствѣ специальныхъ приспособленій, о которыхъ будетъ рѣчь впереди, проводники якоря, такъ называемая *обмотка якоря*, приключаются къ неподвижнымъ внѣшнимъ проводникамъ. Такимъ образомъ создается замкнутая цѣпь электрическаго тока. Изъ сущности явленія электромагнитной индукціи совершенно ясно, что практически безразлично, вращается ли арматура въ полѣ неподвижнаго индуктора или, наоборотъ, арматура неподвижна, а вращается индукторъ со своимъ полемъ. Важно лишь относительное движеніе арматуры и индуктора для того, чтобы имѣло мѣсто пересѣченіе магнитныхъ линій. На практикѣ встрѣчаются какъ машины съ неподвижными арматурами и вращающимися индукторами, такъ и машины съ неподвижными индукторами и вращающимися арматурами.

Въ томъ элементарномъ генераторѣ тока, который представленъ на рис. 17, «арматура» P не приспособлена для вращенія въ полѣ индуктора NS . Если мы желаемъ индуктировать токъ въ цѣпи неопредѣленно долгое время, то очевидно мы для этого

должны будем попеременно сообщать проводнику P поступательное движение то въ одну, то въ другую сторону. На основании всего сказаннаго въ предыдущемъ § понятно, что въ этомъ случаѣ мы не будемъ имѣть въ нашей цѣпи тока неизмѣннаго направленія. Направление э.-д. с. и, слѣдовательно, тока будетъ мѣняться въ цѣпи всякій разъ, когда измѣняется направленіе движенія проводника P . Такимъ образомъ, мы получимъ въ данномъ случаѣ *переменный токъ*. Практически динамомашинныя переменнаго тока или такъ называемыя *альтернаторы* строятся такъ, чтобы движеніе въ нихъ было вращательнымъ. На рис. 27 показано устройство подобнаго альтернатора въ самыхъ, конечно, общихъ чертахъ. Здѣсь N и S представляютъ собою полюсныя части индуктора. Магнитный потокъ исходитъ изъ части N и входитъ въ часть S . Въ между-

полюсномъ пространствѣ помѣщается арматура, которая ради упрощенія схемы показана состоящею изъ одного только витка $ABCD$. Эта арматура можетъ вращаться вокругъ оси OO' , перпендикулярной магнитному полю. Для установ-

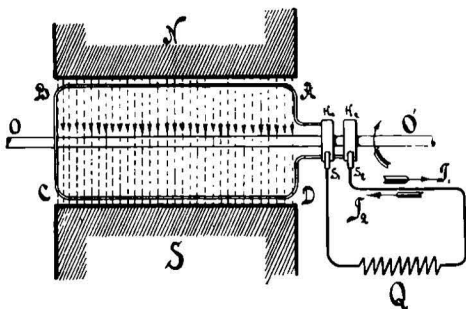


Рис. 27.

вленія непрерывной связи вращающейся арматуры съ неподвижной внѣшней частью электрической цѣпи Q концы обмотки арматуры присоединяются къ двумъ металлическимъ кольцамъ K_1 и K_2 , такъ называемымъ контактнмъ кольцамъ, насаженнымъ на ось. О внѣшнюю поверхность контактныхъ колецъ опираются неподвижныя металлическія упругія пластинки или проволочныя щетки S_1 и S_2 , къ которымъ далѣе присоединяются при посредствѣ какихъ либо зажимовъ концы внѣшней цѣпи Q . При вращеніи арматуры щетки трутся о поверхность колецъ и такимъ образомъ получается непрерывно замкнутая металлическая цѣпь. Пользуясь правиломъ правой руки или правиломъ Сильвануса Томпсона, нетрудно прослѣдить направленіе индуктируемыхъ э.-д. с. и тока за время одного полнаго оборота арматуры. Мы увидимъ, что въ теченіе одного полуоборота, когда, напримѣръ, проводъ AB обращенъ къ полюсу N , при указанномъ на рисункѣ направленіи вращенія

токъ во всей цѣпи будетъ имѣть направленіе, указанное стрѣлкой T_1 . Въ теченіе другого полуоборота, когда проводъ AB обращенъ къ полюсу S , направленіе тока будетъ обратное, указываемое стрѣлкой T_2 . Такимъ образомъ одному полному обороту нашего простѣйшаго альтернатора соотвѣтствуетъ полный циклъ измѣненій э.-д. с. и тока, или, какъ говорятъ, *полный періодъ* переменнаго тока.

Въ случаѣ, если бы мы пожелали имѣть въ цѣпи токъ неопредѣленно долго текущій по одному неизмѣнному направленію, то при использованіи явленія электромагнитной индукціи не остается обычно никакого иного средства, какъ переключеніе соединенія между арматурой и внѣшней цѣпью въ тотъ именно моментъ, когда э.-д. с. въ арматурѣ мѣняетъ свой знакъ. Въ машинѣ, представленной на рис. 27, потребовалось бы для этой

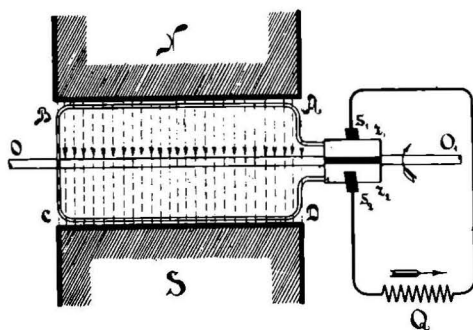


Рис. 28.

цѣли два переключенія за время одного оборота. Практически, обыкновенно подобное переключеніе производится автоматически путемъ измѣненія конструкции того кочтатнаго приспособленія, при помощи котораго устанавливается связь между арматурой и

внѣшней цѣпью. Именно вмѣсто контактныхъ колець присоединяютъ концы обмотки арматуръ къ двумъ половинкамъ металлическаго цилиндра, разрѣзаннаго діаметральной плоскостью. Эти полуцилиндры Z_1 и Z_2 (рис. 28) изолированы другъ отъ друга и насажены на ось арматуры такимъ образомъ, что въ концѣ концовъ опять составляютъ полный цилиндръ. Ясно, что при вращеніи всей системы каждый изъ полуцилиндровъ Z_1 и Z_2 будетъ поочередно приходить въ соприкосновеніе то съ одной щеткой, то съ другой. И это будетъ происходить синхронно съ измѣненіями направленія индуктированной э.-д. с., благодаря чему во внѣшней цѣпи будетъ протекать токъ постояннаго направленія. Такъ, на примѣръ, въ нашемъ случаѣ, при указанномъ на рис. 28 направленіи вращенія со щеткой S_2 будетъ соприкасаться полуцилиндръ Z_2 , пока въ арматурѣ будетъ индуктироваться э.-д. с. въ направленіи $ABCD$. Измѣненіе на-

правления этой э.-д. с. произойдетъ въ тотъ моментъ, когда витокъ $ABCD$ будетъ проходить черезъ положеніе, перпендикулярное направленію главнаго магнитнаго потока, и въ это же самое время произойдетъ переключеніе щетокъ: теперь со щеткой S_2 будетъ соприкасаться полуцилиндръ Z_1 . Такъ какъ въ этомъ случаѣ э.-д. с. будетъ индуктироваться въ направленіи $DCBA$, то слѣдовательно во внѣшней цѣпи направленіе тока не измѣнится и т. д.

Въ разобраннымъ только что случаѣ получается токъ постоянный только по направленію. Что же касается его силы, то она будетъ измѣняться, пульсируя, вообще говоря, между нулемъ и нѣкоторымъ максимумомъ. Это должно происходить отъ того, что э.-д. с. въ цѣпи періодически измѣняетъ свое направленіе и слѣдовательно въ моменты перехода отъ положительныхъ значеній къ отрицательнымъ или обратно дѣлается равной нулю. На практикѣ стараются избѣгнуть этихъ пульсацій тока примѣненіемъ болѣе или менѣе сложной комбинаціи проводовъ въ арматурѣ и усложненіемъ процесса переключенія, называемаго коммутаціей. Нашей задачей въ настоящемъ случаѣ не является детальное изученіе всевозможныхъ конструкцій динамомашинъ, мы стремимся только къ тому, чтобы составить себѣ правильное общее представленіе о работѣ динамомашинъ. Въ виду этого мы ограничимся описаніемъ динамомашины Грамма, который первый осуществилъ машину, дающую въ значительной степени постоянный токъ.

На рис. 29 представлены схематически основные органы машины Грамма. Арматурою этой машины служить такъ называемое кольцо Грамма. Оно состоитъ изъ желѣзнаго кольца, равномерно обмотаннаго изолированной проволокой, при чемъ концы этой проволоки спаяны, такъ что получается вполне замкнутая на себя обмотка. Кольцо Грамма помѣщается между полюсами индуктора NS и можетъ вращаться вокругъ оси O , перпендикулярной плоскости кольца и направленію магнитнаго поля. Въ виду того, что магнитная проницаемость желѣза во много разъ больше магнитной проницаемости воздуха, въ первомъ приближеніи можно принять, что магнитный потокъ, идущій изъ полюса N въ полюсъ S , не попадаетъ въ полость внутри желѣзнаго кольца, а проходитъ почти исключительно по желѣзу, развѣтвляясь на двѣ части, какъ это показано пунктиромъ на рисункѣ. Благодаря этому при вращеніи кольца Грамма магнит-

ныя линіи перерѣзываются только тѣми частями обмотки, которыя расположены снаружѣ кольца. Представимъ себѣ теперь, что эти внѣшнія части обмотки съ открытой стороны очищены отъ изоляціи, такъ что можетъ устанавливаться контактъ между обмоткой и нажатыми снаружѣ щетками S_1 и S_2 , расположенными перпендикулярно линіи полюсовъ. Нетрудно видѣть, что при вращеніи кольца Грамма во всѣхъ виткахъ лѣвой половины обмотки получаютъ отдѣльныя э.-д. силы одного знака, такъ что онѣ суммируются и даютъ полную э.-д. силу, индуцируемую въ лѣвой половинѣ кольца. Совершенно такъ же получаемъ и для правой половины. Но оказывается, что э. д. силы, возникающія въ правой и лѣвой половинахъ кольца Грамма, дѣй-

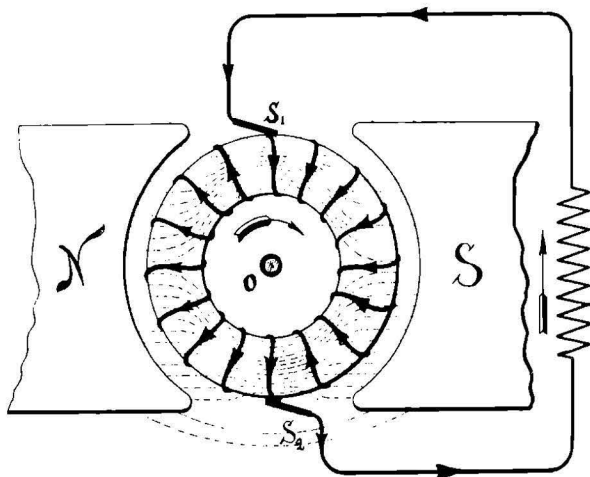


Рис. 29.

ствуютъ въ обмоткѣ одна навстрѣчу другой. И слѣдовательно, если бы наша цѣпь состояла только изъ обмотки арматуры, то въ этой послѣдней не получилось бы совсѣмъ тока въ виду полной симметріи правой и лѣвой половинъ машины и проистекающаго отсюда равенства по абсолютной величинѣ двухъ антагонизирующихъ э.-д. силъ. Но такъ какъ къ обмоткѣ арматуры присоединяется внѣшняя цѣпь Q при помощи щетокъ S_1 и S_2 , расположенныхъ какъ разъ на линіи, разграничивающей области дѣйствія одной и другой э.-д. силы, то эти э.-д. силы, дѣйствуя параллельно, возбуждаютъ во внѣшней цѣпи токъ. Внутри же арматуры этотъ токъ раздѣляется на двѣ равныя части соответственно двумъ половинамъ кольца Грамма, и двумъ самостоятель-

нымъ э. д. силамъ. На рис. 29 стрѣлками показано направленіе тока во всѣхъ частяхъ нашей сложной цѣпи при вращеніи арматуры по часовой стрѣлкѣ. Ясно, конечно, что на какой бы уголъ ни повернулось кольцо Грамма, общія условія возникновенія э.-д. силы и тока, разобранныя выше, остаются неизмѣнными. Происходитъ только непрерывная смѣна элементовъ обмотки, приходящихъ въ непосредственное соприкосновеніе со щетками. Такимъ образомъ, равномерно вращая кольцо Грамма, мы можемъ сколь угодно долго генерировать постоянный токъ.

Практически обыкновенно рѣдко прибѣгаютъ къ тому способу коммутациі, который мы только что описали. вмѣсто того, чтобы очищать отъ изоляціи наружныя части обмотки арматуры, чаще устраивается специальный органъ, называемый *коллекто-*

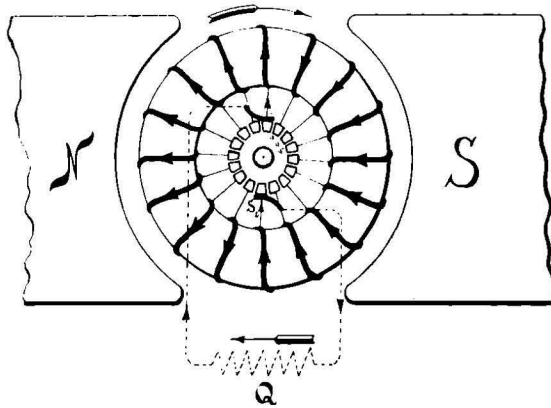


Рис. 30.

ромъ и предназначенный для установленія надлежащаго сообщенія между обмоткой арматуры и внѣшней цѣпью. На рис. 30 представлена схема машины Грамма съ коллекторомъ. Этотъ послѣдній состоитъ изъ отдѣльныхъ, изолированныхъ одна отъ другой, мѣдныхъ или бронзовыхъ пластинокъ a, a', a'' и т. д., расположенныхъ параллельно оси арматуры и представляющихъ въ совокупности цилиндръ. Каждая пластинка коллектора сообщается металлически съ мѣстомъ соединенія двухъ сосѣднихъ элементовъ обмотки, такъ называемыхъ секцій. Въ настоящемъ примѣрѣ каждая секція состоитъ изъ одного только витка, но обычно въ составъ секціи входитъ нѣсколько витковъ. Щетки S_1 и S_2 прижимаются къ поверхности коллектора. Въ каждый данный моментъ служатъ только тѣ пластины его, которыя ока-

УДУНТ
(ИПБТ)

зываются под щетками. Въ теченіе одного полнаго оборота арматуры всѣ пластины коллектора перебиваются подъ каждой изъ щетокъ. Все остальное въ данномъ случаѣ происходитъ такъ же, какъ и въ случаѣ, представленномъ на рис. 29.

Первоначально въ качествѣ индукторовъ для динамомашинокъ применяли стальные магниты. Пока размѣры машинокъ были невелики, это было практически осуществимо. Строить же большія машины со стальными магнитами было бы слишкомъ дорого и кромѣ того еще по нѣкоторымъ причинамъ неудобно. Въ виду этого въ настоящее время въ качествѣ индукторовъ динамомашинокъ почти исключительно пользуются такъ называемыми *электромагнитами*, устройство которыхъ описано въ слѣдующемъ §.

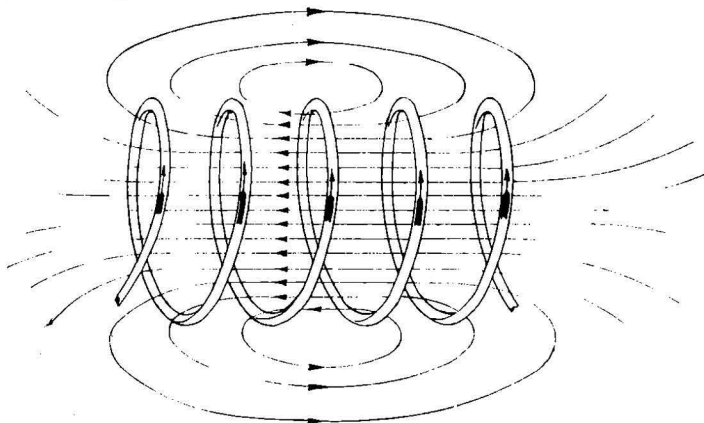


Рис. 31.

25. Электромагниты.—Мы знаемъ, что кусокъ желѣза, будучи помѣщенъ въ магнитное поле, приобретаетъ свойства магнита, т. е. намагничивается (§ 14). Слѣдовательно, если мы возьмемъ кусокъ желѣза, совершенно лишенный свойствъ магнита, и расположимъ его вблизи проводника, по которому течетъ электрическій токъ, то этотъ кусокъ желѣза намагнитится. Мы получимъ такимъ образомъ искусственный магнитъ, свойства котораго обуславливаются существованіемъ электрическаго тока. Последнее обстоятельство даетъ поводъ называть подобные магниты *электромагнитами*.

Практически при устройствѣ электромагнитовъ проводнику, по которому течетъ возбуждающій токъ, стремятся придать наиболѣе благоприятную форму въ смыслѣ образованія силь-

прочихъ примѣненій электромагнита неисчислимо. Упомянемъ здѣсь только о примѣненіи его для цѣлей сигнализаци (телеграфія, телефонія, электрической звонкъ и т. д.), которая используетъ свойство электромагнита возбуждаться только при пропусканіи тока черезъ его обмотку.

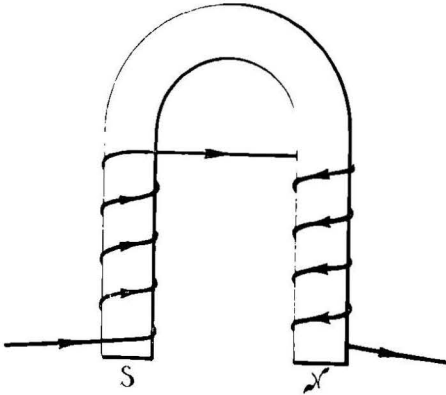


Рис. 33.

26. Электромагнитная сила. — Изъ ряда опытовъ мы убѣдились, что электрический токъ дѣйствуетъ чисто механически на магнитную стрѣлку, вообще на магнитъ. Какъ мы знаемъ, это происходитъ отъ того, что электрическому току присуще соот-

вѣтствующее магнитное поле. Съ фарадѣевской точки зрѣнія это механическое дѣйствіе является результатомъ особаго процесса въ результирующемъ магнитномъ полѣ, окружающемъ магнитъ, — процесса, который въ данномъ случаѣ обусловливается наложеніемъ другъ на друга или сосуществованіемъ магнитнаго поля тока и магнитнаго поля магнита. Мы можемъ сказать, что наблюдаемое нами дѣйствіе тока на магнитъ есть результатъ взаимодѣйствія двухъ магнитныхъ полей: поля тока и поля магнита. Но всѣ силы взаимодѣйствія всегда имѣютъ двѣ точки, двѣ области приложенія. И при этомъ силы, приложенныя къ двумъ взаимодействующимъ системамъ, равны по абсолютной величинѣ и обратны по направленію. Слѣдовательно и въ разбираемомъ случаѣ взаимодѣй-

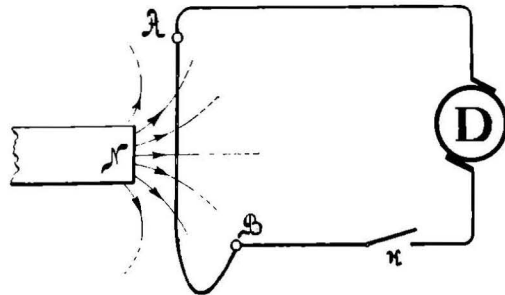


Рис. 34.

ствія тока и магнита мы должны ожидать существованія кромѣ механическихъ силъ, приложенныхъ къ магниту, таковыхъ же, но только обратно направленныхъ силъ, приложенныхъ къ самому

электрическому току. Опыт вполне подтверждает это заключение. Легко например создать подвижной проводникъ съ токомъ, включая въ цѣпь динамомашины D (рис. 34) гибкій шнуръ AB , свитый изъ отдѣльныхъ очень тонкихъ проволокъ. Если по цѣпи идетъ токъ, то, поднося къ гибкому проводнику магнитъ, мы увидимъ, что этотъ проводникъ начинаетъ двигаться. Можно поставить опытъ и такимъ образомъ: сначала подносимъ магнитъ, т. е. помѣщаемъ проводникъ AB въ поле нѣкотораго магнита, а затѣмъ приводимъ въ движеніе динамомашину и замыкаемъ цѣпь, производя металлическое соединеніе двухъ концовъ ея, напримеръ, при помощи такъ называемаго выключателя K . Какъ только цѣпь замкнется, возникаетъ токъ, и проводникъ AB начнетъ перемѣщаться въ полѣ магнита. Итакъ, проводникъ съ токомъ, будучи помѣщенъ въ постороннее магнитное поле, испытываетъ на себѣ дѣйствіе нѣкоторой механической силы. Эту силу обыкновенно называютъ *электромагнитной силой*.

Изъ описаннаго опыта легко убѣдиться, что проводникъ съ токомъ стремится двигаться не въ направленіи магнитныхъ линій внѣшняго поля, а какъ разъ перпендикулярно ихъ направленію, т. е. такъ, что при этомъ магнитныя линіи пересѣкаются проводникомъ. Другими словами, *направленіе электромагнитной силы перпендикулярно направленію проводника съ токомъ и направленію магнитныхъ линій внѣшняго поля*. Такимъ образомъ, если мы помѣстимъ проводникъ съ токомъ AB такъ, какъ это показано на рисункѣ 35, то онъ будетъ стремиться двигаться или къ намъ, или отъ насъ, въ зависимости отъ направленія тока, но ни въ коемъ случаѣ не въ направленіи магнитныхъ линій поля магнита NS .

Опытъ показываетъ также, что электромагнитная сила, оставаясь всегда нормальной къ плоскости, опредѣляемой направленіями проводника и поля, въ значительной степени зависитъ отъ величины угла между этими направленіями. Элек-

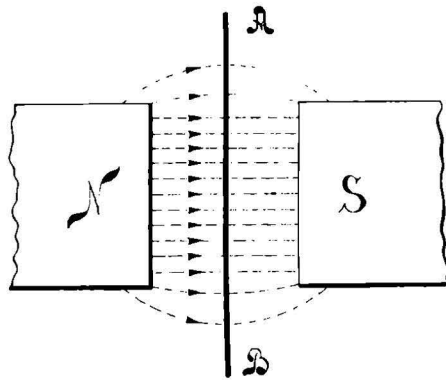


Рис. 35.

тромагнитная сила будетъ максимальна, когда уголъ этотъ равенъ 90° , и равна нулю, когда направленія проводника и поля совпадаютъ.

Всѣ эти свойства электромагнитной силы, а также самый фактъ ея возникновенія весьма просто объясняются съ фарадеевской точки зрѣнія. Дѣйствительно, представимъ себѣ, что въ магнитномъ полѣ, которое ради простоты будемъ считать однороднымъ, помѣщенъ перпендикулярно полю прямолинейный проводникъ съ токомъ.

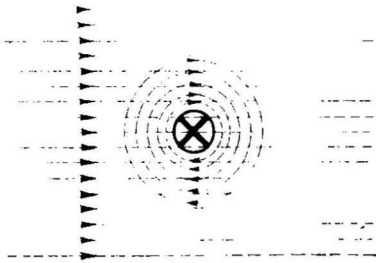


Рис. 36.

На прилагаемомъ рисункѣ 36 внѣшнее магнитное поле

изображено горизонтальными прямыми, а концентрическія окружности изображаютъ магнитныя линіи тока, текущаго отъ насъ по проводнику, перпендикулярному къ плоскости чертежа (см. рис. 21). Итакъ мы имѣемъ сосуществованіе двухъ магнитныхъ полей. Какъ видно изъ рис. 36, въ нѣкоторыхъ частяхъ поля, а именно вверху отъ проводника, направленіе магнитныхъ линій тока будетъ совпадать съ направлениемъ линій внѣшняго поля; въ другихъ же частяхъ поля, внизу отъ проводника, эти два направленія будутъ обратны одно другому. Но эти двѣ системы магнитныхъ линій не могутъ одновременно самостоятельно существовать, и на рисунокъ 36 надо смотрѣть лишь какъ на теоретическую схему. Въ дѣйствительности обѣ деформации, характеризуемыя соответствующими системами магнитныхъ линій, тѣмъ или инымъ путемъ сливаются въ

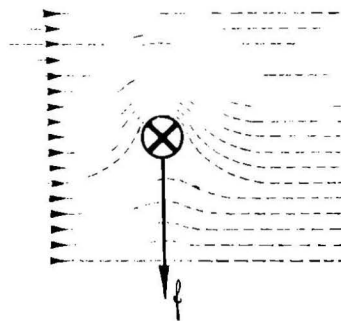


Рис. 37.

одну общую; именно въ данномъ случаѣ въ верхнихъ частяхъ чертежа деформации складываются, въ нижнихъ—вычитаются. Очевидно, для каждой точки поля можно по правилу параллелограмма построить векторъ, изображающій результирующую деформацию—магнитную индукцію, а затѣмъ нетрудно построить

УДУНТ
(ИПБТ)

и всю новую систему магнитныхъ линій, какъ это сдѣлано на рисункѣ 37. Итакъ, надъ проводникомъ магнитныя линіи будутъ гуще, чѣмъ подъ нимъ. При этомъ онѣ какъ бы изгибаются и удлиняются, охватывая проводникъ сверху. Но мы знаемъ, что, согласно взгляду Фарадэя, магнитныя линіи стремятся укоротиться и въ ихъ системѣ наблюдается боковой распоръ, тѣмъ конечно большій, чѣмъ больше густота магнитныхъ линій (см. § 10). Ясно, что благодаря этимъ свойствамъ магнитныхъ линій та часть нашей системы, которая является причиной искаженія однороднаго поля, гдѣ всѣ тяженія были уравновѣшены, должна испытывать давленіе сверху внизъ, какъ это показано стрѣлкой на рис. 37. Это давленіе, эта сила f и есть какъ разъ электромагнитная сила. Изъ всего вышеизложеннаго очевидно, что причину появленія электромагнитной силы надо видѣть въ нарушеніи симметріи магнитнаго поля вокругъ проводника съ токомъ. И надо при этомъ ожидать, что величина электромагнитной силы будетъ тѣмъ больше, чѣмъ будетъ значительнѣе это нарушеніе симметріи. Въ томъ случаѣ, когда направленіе проводника совпадаетъ съ направленіемъ внѣшняго поля, искаженіе этого поля конечно тоже произойдетъ, но картина получающагося результирующаго поля (магнитныя линіи спиралью обвиваются вокругъ проводника) будетъ совершенно симметрична относительно проводника и никакой электромагнитной силы при этомъ наблюдаться не будетъ. Но по мѣрѣ того, какъ уголъ между направленіями внѣшняго поля и проводника будетъ возрастать, будетъ усиливаться и возникающая при этомъ диссиметрія результирующаго поля по отношенію къ проводнику, будетъ увеличиваться и появляющаяся одновременно съ диссиметріей электромагнитная сила. Диссиметрія получится максимальная, когда уголъ между токомъ и внѣшнимъ полемъ достигнетъ 90° . Соотвѣтственно этому въ данномъ случаѣ и величина электромагнитной силы будетъ при прочихъ равныхъ условіяхъ максимальная.

Изъ разсмотрѣнія рисунковъ 36 и 37 ясно, что если бы при томъ же направленіи поля измѣнилось направленіе тока, т. е. если бы токъ шелъ изъ-за плоскости чертежа къ намъ, то должно было бы измѣниться и направленіе электромагнитной силы: проводникъ стремился бы двигаться снизу вверхъ. Вообще въ данномъ случаѣ три направленія: магнитнаго поля, проводника съ токомъ и электромагнитной силы или возникающаго

благодаря ей движенія—связаны между собою совершенно определеннымъ соотношеніемъ. Зная два изъ этихъ трехъ направлений, всегда можно указать третье. Съ этою цѣлью можно воспользоваться, на примѣръ, методомъ построенія картины поля какъ это сдѣлано на рис. 37. На практикѣ часто пользуются болѣе упрощенными формулировками геометрическаго соотношенія трехъ интересующихъ насъ направлений. Между прочимъ очень удобно такъ называемое «правило лѣвой руки», аналогичное правилу правой руки. Правило лѣвой руки гласитъ слѣдующее:

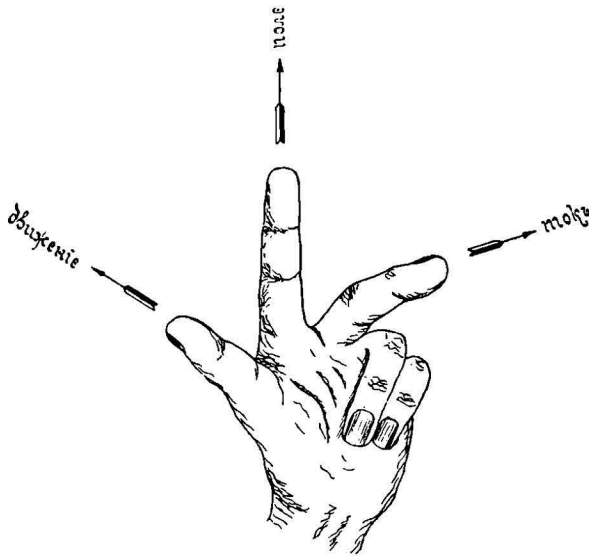


Рис. 38.

Если три пальца лѣвой руки—большой, указательный и средний—расположить по тремъ взаимноперпендикулярнымъ направлениямъ (рис. 38) и затѣмъ указательный палецъ направитъ вдоль магнитныхъ линий вѣшняго поля, а средний палецъ вдоль тока въ некоторой части проводника, то направление большого пальца дастъ намъ направление возникающей электромагнитной силы или движенія данной части проводника.

При примѣненіи правила лѣвой руки полезно помнить, что здѣсь, какъ и въ правилѣ правой руки, три основныхъ направлений—Движенія, Поля и Тока—располагаются въ алфавитномъ порядкѣ вдоль пераго, второго и третьяго пальцевъ лѣвой руки.

УДУНТ
(ИПБТ)

Въ справедливости только что приведеннаго правила нетрудно убѣдиться, сопоставляя его съ рис. 37.

Электромагнитная сила находитъ себѣ широкое примѣненіе въ современной электротехникѣ при устройствѣ электродвигателей. Движеніе въ этихъ послѣднихъ обычно получается благодаря дѣйствию именно электромагнитной силы, для возникновенія которой создаютъ спеціальныя условія: въ магнитное поле, производимое электромагнитомъ, помѣщаютъ подвижные проводники, входящіе въ составъ электрической цѣпи.

27. Гальваноскопы и гальванометры.—При всякаго рода работахъ съ электрическимъ токомъ для обнаруженія его и измѣренія его силы обычно пользуются механическимъ взаимодействіемъ между токомъ и постороннимъ магнитомъ, такъ какъ этотъ методъ позволяетъ весьма просто установить присутствіе и опредѣлить силу магнитнаго поля вокругъ проводника. Уже въ нашемъ основномъ опытѣ электромагнитной индукціи тока (§ 17) мы, пользуясь магнитной стрѣлкой, обнаруживали появленіе тока въ цѣпи при извѣстныхъ условіяхъ. Въ схемѣ, представленной на рис. 17, часть цѣпи Q виѣстѣ съ магнитною стрѣлкою $N'S'$ можетъ быть рассматриваема, какъ приборъ, служащій для обнаруженія тока. Вообще всѣ приборы, позволяющіе обнаруживать присутствіе тока въ цѣпи и основанные на взаимодействіи тока и магнита, принято называть *гальваноскопами*. Это названіе возникло вслѣдствіе того, что въ прежнее время электрической токъ обыкновенно называли гальваническимъ токомъ, по имени Гальвани, открывшаго это явленіе. Тѣ гальваноскопы, которые снабжены приспособленіями для измѣренія силы взаимодействія тока и магнита и которые, слѣдовательно, даютъ возможность судить и о силѣ тока (см. § 19) называются *гальванометрами*.

Изъ всего того, что было сказано въ предыдущемъ §, ясно, что устройство гальваноскоповъ и гальванометровъ можетъ быть двоякаго рода. Съ одной стороны, можно сдѣлать неподвижнымъ проводникъ, по которому идетъ токъ, и предоставить перемѣщаться магниту; съ другой стороны, можно закрѣпить магнитъ и сообщить подвижность самому проводнику, по крайней мѣрѣ той его части, которая находится въ области поля магнита. Въ приборахъ обоихъ классовъ обыкновенно ради усиленія силъ взаимодействія проводнику придаютъ форму витковъ, иногда очень многочисленныхъ.

На рис. 39 представленъ простѣйшій приборъ перваго рода, т. е. съ подвижнымъ магнитомъ. Онъ состоитъ только изъ одного витка проводника, включаемаго въ электрическую цѣпь при посредствѣ зажимовъ K_1 и K_2 . Внутри витка располагается на острiе магнитная стрѣлка NS . Такъ какъ магнитное поле тока будетъ нормально къ плоскости витка, то передъ пропусканiемъ тока поворачиваютъ гальваноскопъ такъ, чтобы витокъ его проводника находился въ плоскости магнитнаго меридiана, т. е. чтобы привести магнитную стрѣлку въ совпаденiе съ плоскостью витка. Мы такимъ образомъ дѣлаемъ наибольшимъ моментъ пары силъ, дѣйствующихъ на стрѣлку со стороны тока, и потому получаемъ угловое перемѣщенiе стрѣлки наибольшее возможное при данномъ токѣ.

Описанный гальваноскопъ не отличается большою чувствительностью. Для достиженiя послѣдней въ приборахъ этого класса примѣняютъ катушки съ очень большимъ числомъ витковъ изолированной проволоки, доходящимъ иногда до десятковъ тысячъ. Кроме того для увеличенiя той же чувствительности вмѣсто простыхъ магнитныхъ стрѣлокъ примѣняютъ такъ называемыя

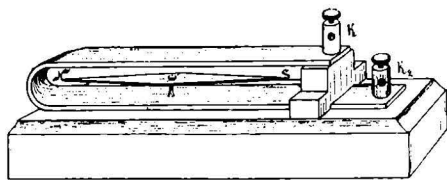


Рис. 39.

астатическія системы стрѣлокъ. Въ видѣ примѣра опишемъ вкратцѣ астатическій гальванометръ В. Томсона. Въ этомъ гальванометрѣ (рис. 40) имѣются двѣ послѣдовательно соединенныя катушки A и B , состоящія изъ очень большого числа витковъ и расположенныя такъ, что токъ проходитъ по нимъ въ противоположныхъ направленiяхъ. Такимъ образомъ, если магнитная сила, производимая токомъ въ центрѣ верхней катушки, направлена отъ плоскости чертежа къ намъ, то сила въ центрѣ нижней катушки будетъ направлена отъ насъ. Два очень малыхъ по размѣрамъ магнита, насаженные на общую ось, помѣщаются соотвѣтственно въ центрахъ катушекъ A и B .

Эти магниты находятся въ одной плоскости, но ориентированы въ разныя стороны, т. е. если на примѣръ у верхняго магнита вправо обращенъ сѣверный полюсъ, то у нижняго въ ту же сторону обращенъ южный полюсъ. Если магниты по возможности тождественны, то мы имѣемъ какъ разъ астатическую

систему стрѣлокъ, т. е. такую систему, которая испытываетъ ничтожное направляющее дѣйствіе со стороны земного магнитнаго поля, ибо моменты двухъ паръ силъ, дѣйствующихъ со стороны земного поля на эту систему стрѣлокъ, будутъ направлены въ противоположныя стороны. Слѣдовательно результирующая пара силъ, стремящаяся привести магнитную систему въ нормальное положеніе, т. е. въ плоскость витковъ, можетъ быть очень мала. Система эта подвѣшивается обыкновенно на тончайшей коконовой или кварцевой нити, и потому въ настоящихъ условіяхъ для выведенія системы изъ положенія равновѣсія требуется очень незначительное направляющее дѣйствіе со стороны тока. А такъ какъ магнитныя силы, производимыя токами въ центрѣ обѣихъ катушекъ, направлены въ обратныя стороны, то пары силъ, развиваемыхъ токами, дѣйствуютъ на оба магнита въ одномъ и томъ же направленіи. Такимъ образомъ гальванометръ будетъ очень чувствителенъ. Изъ предыдущаго ясно, что эта чувствительность въ значительной степени достигается уменьшеніемъ направляющаго дѣйствія земного магнитнаго поля на магнитную систему гальванометра. Такъ какъ астатичность системы никогда не можетъ быть полной, то съ цѣлью уменьшенія этого направляющаго дѣйствія земного поля пытаются ослабить самое поле, налагая на него противоположно направленное поле располагаемаго вблизи гальванометра постояннаго магнита. Для этой именно цѣли и служитъ магнитъ *NS*, расположенный надъ гальванометромъ (рис. 40).

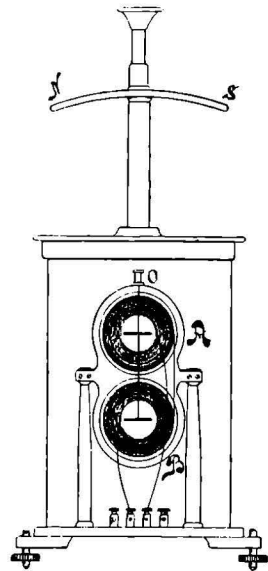


Рис. 40.

Гальваноскопы и гальванометры разсматриваемаго типа при всей своей простотѣ и легко достигаемой высокой чувствительности обладаютъ однако однимъ серьезнымъ недостаткомъ. Дѣло въ томъ, что въ этихъ приборахъ подвижная система направляется внѣшнимъ обычно весьма слабымъ магнитнымъ полемъ, которое легко можетъ претерпѣвать значительныя искаженія отъ силъ или по направленію, если только вблизи того помещенія,

УДУНТ
(ИПБТ)

гдѣ расположенъ данный приборъ, находятся подвижные посторонніе магниты или электромагниты, динамомашины, просто проводники, по которымъ идутъ сильныя токи, и т. д. Есть правда способъ борьбы съ этими внѣшними вліяніями: весь гальванометръ окружаютъ желѣзной оболочкой, которая вслѣдствіе большой магнитной проницаемости желѣза играетъ, какъ мы знаемъ (§ 14), роль магнитнаго экрана. Такъ какъ въ этомъ случаѣ сильно ослабляется и дѣйствіе земнаго поля, то для ориентировки подвижной системы примѣняютъ особые неподвижныя магниты. Но подобныя *панцирные гальванометры* оказываются часто слишкомъ сложными и нѣжными для практики

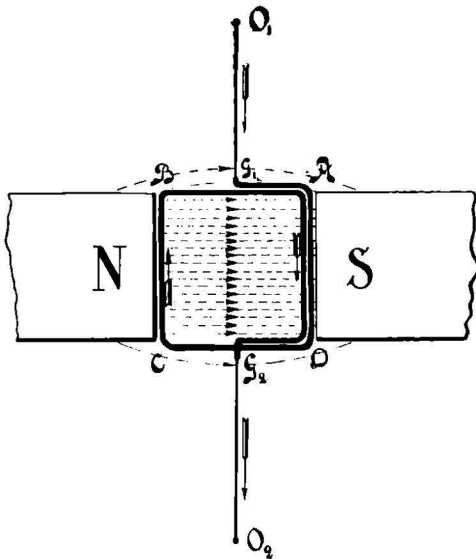


Рис. 41.

приборами и потому въ огромномъ большинствѣ случаевъ вытѣсняются въ настоящее время приборами второго типа, т. е. гальванометрами съ подвижнымъ проводникомъ и съ неподвижнымъ магнитомъ, который въ этомъ случаѣ берется настолько массивнымъ, что поле, имъ создаваемое, можетъ быть очень сильно по сравненію съ возможными внѣшними вліяніями. Та-

кимъ образомъ, пользуясь гальванометрами второго класса, можемъ въ обычныхъ условіяхъ совершенно пренебречь этими внѣшними вліяніями, между прочимъ вліяніемъ земнаго магнитнаго поля, и слѣдовательно можемъ располагать эти гальванометры какъ угодно, что для практики бываетъ очень цѣнно.

Во всѣхъ гальванометрахъ съ неподвижнымъ магнитомъ и подвижнымъ проводникомъ обычно въ общихъ чертахъ сохраняется первоначальная форма, приданная этимъ гальванометрамъ Дебре и Д'Арсонвалемъ, и потому они часто называются гальванометрами типа Дебре-Д'Арсонваля. Устройство этого типа гальванометровъ представлено схематически на рисункѣ 41. Въ

УДУНТ
(ИПБТ)

магнитномъ полѣ между полюсами N и S постоянного магнита или электромагнита помѣщается прямоугольная катушка $ABCD$, состоящая обыкновенно изъ большого количества витковъ тонкой изолированной проволоки. Ради простоты на рисункѣ изображенъ только одинъ полный витокъ. Обмотка катушки присоединена съ обоихъ концовъ къ весьма тонкимъ проволокамъ O_1G_1 и G_2O_2 , изготовляемымъ изъ упругаго металла. Мѣста присоединенія G_1 и G_2 лежатъ на прямой, дѣлящей плоскую катушку на двѣ равныя части. Проволоки O_1G_1 и O_2G_2 служатъ прежде всего для подвѣшиванія катушки между полюсами N и S . Но кромѣ того онѣ служатъ еще для подведенія тока и, наконецъ, для того, чтобы придать катушкѣ совершенно опредѣленную ориентировку въ пространствѣ: именно, закручивая эти упругія проволоки въ мѣстахъ закрѣпленія O_1 и O_2 , приводимъ плоскость катушки въ совпаденіе съ линіей, соединяющей полюса, т. е. вообще говоря въ совпаденіе съ направлениемъ главнаго магнитнаго поля. Итакъ, катушка нормально расположена такъ, какъ это показано на рисункѣ. Но если черезъ катушку пропустить токъ, то нетрудно видѣть, что она выйдетъ изъ этого нормальнаго положенія. Дѣйствительно, если токъ течетъ по на-

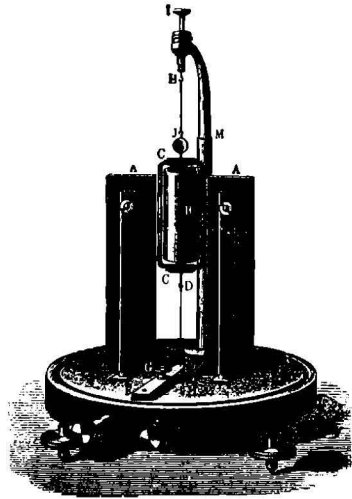


Рис. 42.

правленію, указанному на рисункѣ стрѣлками, то часть AD будетъ стремиться двигаться, какъ показываетъ правило лѣвой руки, по направленію къ читателю, а часть BC —отъ читателя. Очевидно, подъ вліяніемъ возникшей пары силъ вся катушка повернется вокругъ вертикальной оси $O_1G_1G_2O_2$. И вся подвижная система установится въ новомъ положеніи, опредѣляемомъ тѣмъ условіемъ, чтобы пара электромагнитныхъ силъ уравновѣсилась равной и противоположной парой крученія подвѣсныхъ проволокъ.

На рис. 42 представленъ внѣшній видъ гальванометра Дпре-Д'Арсонваля. Назначеніе отдѣльныхъ частей прибора понятно на основаніи предыдущаго. Новымъ по сравненію со схемой является здѣсь полый цилиндръ B изъ мягкаго желѣза, рас-

положенный между полюсами магнита AA внутри катушки CC . Роль этого цилиндра заключается въ концентрированіи магнитнаго поля въ области, занимаемой катушкой. Цилиндръ не связанъ съ подвижною катушкою, а удерживается совершенно неподвижно независимымъ крѣпленіемъ.

Ясно конечно, что во всѣхъ гальванометрахъ какъ съ подвижнымъ магнитомъ, такъ и съ подвижною катушкой, направление отклоненія подвижной части прибора строго зависитъ отъ направленія тока. Такимъ образомъ всѣ гальваноскопы и гальванометры могутъ служить не только для обнаруженія тока и измѣренія его силы, но также и для опредѣленія направленія тока.

Что касается измѣренія угла поворота подвижной части гальванометра, то простѣйшій способъ состоитъ въ томъ, что къ

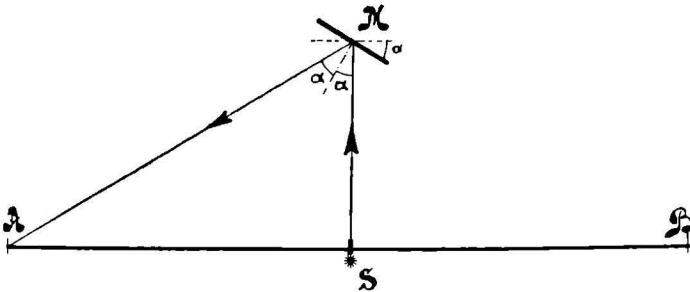


Рис. 43.

подвижной части прикрѣпляютъ стрѣлку перпендикулярно оси вращенія и располагаютъ подъ стрѣлкой шкалу съ тѣми или иными дѣленіями, въ зависимости отъ назначенія прибора. Очевидно, способъ этотъ долженъ быть тѣмъ точнѣе, чѣмъ длиннѣе стрѣлка-указатель. Но по чисто конструктивнымъ соображеніямъ нельзя дѣлать эту стрѣлку слишкомъ длинной: это сильно отягчило бы всю подвижную часть. Въ виду этого въ болѣе чувствительныхъ и точныхъ гальванометрахъ примѣняютъ другую систему, которая, въ сущности говоря, состоитъ въ замѣнѣ матеріальной, вѣсомой стрѣлки невѣсомымъ очень длиннымъ указателемъ. Роль послѣдняго играетъ свѣтовой лучъ, идущій отъ неподвижнаго источника S (рис. 43) и отражающійся затѣмъ отъ зеркальца M , связаннаго съ подвижною частью гальванометра. Лучъ этотъ затѣмъ падаетъ на шкалу AB съ дѣленіями. Положеніе на шкалѣ слѣда свѣтового луча, такъ назы-

ваемого «зайчика», вполне опредѣляетъ уголъ отклоненія гальванометра. При этомъ особо благоприятнымъ для точности отсчета является то обстоятельство, что при отклоненіи зеркала гальванометра на уголъ α отъ первоначальнаго положенія, показаннаго на рисункѣ пунктиромъ, отраженный лучъ отклоняется на уголъ 2α , ибо уголъ отраженія равенъ углу паденія, а послѣдній какъ разъ равенъ углу поворота зеркала. Описываемый методъ отсчета есть *объективный методъ*. Иногда онъ замѣняется *методомъ субъективнымъ*, по идеѣ тождественнымъ и заключающимся въ томъ, что вмѣсто источника свѣта располагаютъ зрительную трубу T , пользуясь которой наблюдаютъ черезъ зеркальце за дѣленіями шкалы AB (рис. 44). Очевидно, при поворачиваніи зеркала, намъ будетъ казаться, что перемѣ-

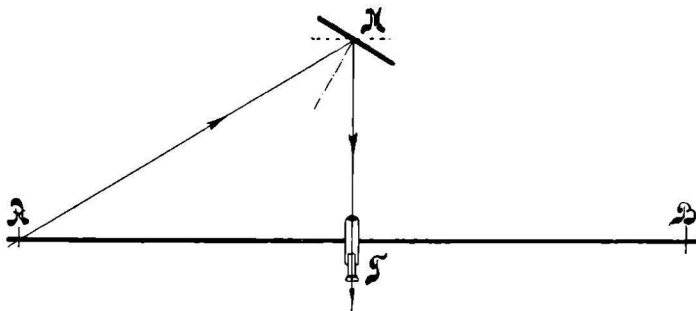


Рис. 44.

щается шкала. Для увеличенія точности отсчета въ полѣ зрѣнія трубы помѣщаютъ тонкую нить. Положеніе ея на изображеніи шкалы и опредѣляетъ собою отклоненіе гальванометра.

28. Условія возникновенія электромагнитной индукціи тока.— Пользуясь расположеніемъ опыта, описаннаго въ § 17, мы могли установить самый фактъ появленія индуктированнаго электрическаго тока, но слишкомъ далеко итти въ смыслѣ обследованія явленія мы не могли по причинѣ грубости примѣннаго въ этомъ опытѣ способа обнаруженія тока. Располагая чувствительнымъ гальванометромъ, мы въ состояніи нѣсколько детальнѣе обследовать общія условія явленія. Итакъ обратимся еще разъ къ нашей основной схемѣ, но только вмѣсто простой магнитной стрѣлки примѣнимъ чувствительный гальванометръ G (рис. 45), включенный въ замкнутую цѣпь, прямолинейный участокъ которой AB можетъ перемѣщаться въ полѣ подковооб-

разнаго магнита NS . При этихъ условіяхъ мы можемъ убѣдиться, что въ цѣпи возникаетъ токъ при самомъ незначительномъ передвиженіи проводника AB , лишь бы только оно сопровождалось пересѣченіемъ магнитныхъ линій проводникомъ; другими словами токъ индуцируется всегда, когда въ движеніи проводника AB есть составляющая, нормальная къ полю и къ самому проводнику. Мы можемъ убѣдиться, что токъ въ цѣпи не индуцируется вовсе, если проводникъ AB движется отъ одного полюса къ другому (вверхъ или внизъ въ данномъ случаѣ), т. е. параллельно магнитнымъ линіямъ. Токъ не индуцируется также и тогда, когда проводникъ AB движется вдоль своей оси. Въ этихъ двухъ случаяхъ проводникъ, хотя и движется въ магнитномъ полѣ, но совершенно не перерѣзываетъ магнитныхъ линій. Такимъ образомъ мы заключаемъ, что въ проводникѣ AB возникаетъ индуцированная э.-д. сила и въ замкнутой цѣпи появ-

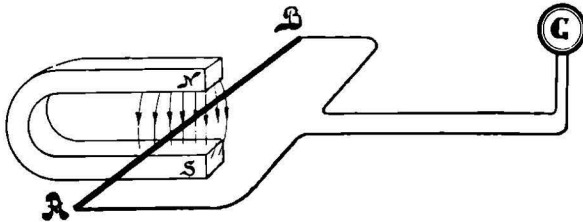


Рис. 45.

ляется токъ только въ томъ случаѣ, когда имѣетъ мѣсто перерѣзываніе магнитныхъ линій проводникомъ. Это есть единственное и достаточное условіе для возникновенія индуцированныхъ э.-д. силы и тока. И это положеніе надо считать настолько твердо установленнымъ, что если бы въ какомъ-либо случаѣ индуцировалась э.-д. сила при отсутствіи явнаго, несомнѣннаго для насъ перерѣзанія магнитныхъ линій проводникомъ, то мы должны всетаки предполагать, что таковое имѣетъ мѣсто, и изслѣдовать явленіе именно съ этой точки зрѣнія. Всегда при этомъ оказывается, что пересѣченіе магнитныхъ линій проводникомъ въ дѣйствительности происходитъ и только замаскировывается благодаря большей или меньшей сложности обстановки.

29. Законъ Ленца.—Мы уже упоминали выше въ § 17, что энергія электрическаго тока, распредѣляемая въ этомъ процессѣ по различнымъ частямъ цѣпи, черпается изъ того источника,

УДУНТ
(ИПБТ)

за счетъ котораго производится движеніе въ генераторѣ тока, скажемъ въ динамомашинѣ. Но для того, чтобы внѣшній механической двигатель могъ совершать работу, перемѣщая проводникъ въ магнитномъ полѣ, необходимо, чтобы это перемѣщеніе встрѣчало соотвѣтствующее сопротивленіе, на преодоленіе котораго и будетъ тратиться механическая работа. Здѣсь рѣчь идетъ не о какомъ-либо обычномъ сопротивленіи матеріальной среды, въ которой движется проводникъ. Величина такого сопротивленія не можетъ зависѣть отъ того, идетъ ли по цѣпи электрической токъ или нѣтъ. Рѣчь идетъ о сопротивленіи, которое должно отсутствовать, пока электрическаго тока нѣтъ, хотя бы движеніе проводниковъ и имѣло мѣсто, т. е. при разомкнутой цѣпи, и которое должно возникать, какъ только начнетъ проходить токъ. Но мы знаемъ, что проводникъ съ токомъ, находящійся въ магнитномъ полѣ, долженъ испытывать дѣйствіе электромагнитной силы; и это должно происходить такъ, хотя бы магнитное поле было полемъ индуктора, а токъ индуцировался этимъ самымъ полемъ. Если только электромагнитная сила будетъ надлежащимъ образомъ направлена, она, очевидно, можетъ оказывать сопротивленіе внѣшней движущей силѣ. Законъ сохраненія энергіи требуетъ, чтобы дѣло именно такъ и происходило. Это положеніе формулируется слѣдующимъ образомъ:

Направленіе индуцированнаго тока всегда таково, что возникающая электромагнитная сила стремится препятствовать тому движенію, благодаря которому индуцируется токъ.

Приведенная формулировка впервые была высказана Ленцомъ и потому носитъ названіе закона *Ленца*.

На любомъ опытѣ, на любомъ явленіи, въ которомъ мы встрѣчаемся съ электромагнитной индукціей, не трудно подтвердить и иллюстрировать законъ Ленца.

Укажемъ прежде всего на то, что его можно провѣрить, пользуясь правилами правой и лѣвой руки. Въ сущности его справедливость подтверждается самымъ фактомъ существованія двухъ особыхъ правилъ—правой и лѣвой руки,—въ извѣстномъ смыслѣ противоположаемыхъ одно другому.

Легко далѣе видѣть, что для вращенія динамомашинны необходимо значительно большее усиліе, когда она развиваетъ въ цѣпи токъ, чѣмъ при разомкнутой цѣпи, т. е. при холостомъ ходѣ машины. Это проще всего обнаружить, если, напримѣръ,

мы располагаемъ динамомашиной, приводимой въ движеніе отъ руки. Вращая машину и при этомъ производя попеременно замыканіе и размыканіе цѣпи, мы получаемъ весьма осязательное мускульное впечатлѣніе, свидѣтельствующее о справедливости закона Ленца. Въ опытѣ съ динамомашиной можно иллюстрировать его еще слѣдующимъ образомъ. Мы можемъ, оставляя поле индуктора неизмѣннымъ, пустить въ нее токъ отъ другого генератора и притомъ такого направленія, какое получалось, когда наша динамомашина сама развивала токъ, вращаясь, напримѣръ, по часовой стрѣлкѣ. Мы увидимъ, что динамомашина начнетъ вращаться въ обратномъ направленіи, т. е. противъ часовой стрѣлки въ данномъ случаѣ. Этотъ опытъ доказываетъ намъ еще обратимость динамомашины: она превращается

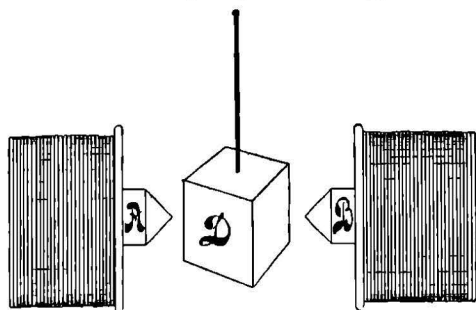


Рис. 46.

въ электродвигатель, если въ нее пустить токъ отъ посторонняго генератора. И при этомъ благодаря переключеніямъ тока, выполняемымъ коллекторомъ, вращеніе электродвигателя можетъ продолжаться неопредѣленно долго.

Это понятно изъ рассмотрѣнія схемъ, изображенныхъ на рис. 29 и 30.

Тормозящее дѣйствіе индуктированныхъ токовъ хорошо обнаруживается, между прочимъ, въ слѣдующемъ опытѣ (рис. 46). Мѣдный дискъ или мѣдный кубикъ D подвѣшивается на нити между двумя полюсами AB электромагнита. Если предварительно закрутить подвѣсную нить и затѣмъ предоставить кубикъ самому себѣ, то онъ начинаетъ быстро вращаться. Но онъ очень быстро останавливается, какъ только возбудимъ электромагнитъ. Это происходитъ конечно отъ того, что при возбужденіи послѣдняго возникаетъ магнитное поле въ области, занятой кубикомъ, который, такимъ образомъ, вращается уже въ магнитномъ полѣ. Въ массѣ мѣди появляются индуктированные токи, такъ какъ при вращеніи кубика магнитныя линіи непрерывно рѣжутся отдѣльными элементами вещества кубика. Возникающія при этомъ электромагнитныя силы тормозятъ движеніе.

Совершенно аналогичнымъ образомъ объясняется опытъ Араго. Онъ состоитъ въ томъ, что магнитная стрѣлка NS (рис. 47), подвѣшенная надъ мѣднымъ дискомъ CC и совершенно отдѣленная отъ него стеклянной пластинкой PQ , неподвижно закрѣпленной, приходитъ во вращательное движеніе, когда приводятъ во вращеніе дискъ. И въ этомъ случаѣ наблюдаемое явленіе обусловливается токомъ, индуцируемымъ въ массѣ мѣднаго диска. Токъ же индуцируется потому, что магнитный потокъ, исходящій изъ концовъ стрѣлки NS , проходитъ отчасти и сквозь мѣдный дискъ. Слѣдовательно при вращеніи его отдѣльныя составляющія его части, въ данномъ случаѣ радіальные участки, будутъ перерѣзывать магнитный потокъ и въ нихъ появится э.-д. с., которая вызоветъ токъ, замыкающійся черезъ прочія части диска. Этотъ токъ будетъ связанъ съ магнитнымъ полемъ стрѣлки, слѣдовательно, и съ самой стрѣлкой электромагнитными взаимодействіями такого характера, что будетъ тормозиться относительное движеніе диска и стрѣлки. И такъ какъ въ данномъ случаѣ, въ отличіе отъ опыта, изображеннаго на рис. 46, магнитъ не закрѣпленъ, а мѣдная масса, наоборотъ увлекается внѣшней силой, то эффектъ торможенія сводится къ тому, что сама стрѣлка увлекается дискомъ и стремится вращаться съ тою же скоростью, какъ и дискъ, такъ чтобы исчезло относительное перемѣщеніе магнитнаго потока и мѣдной массы.

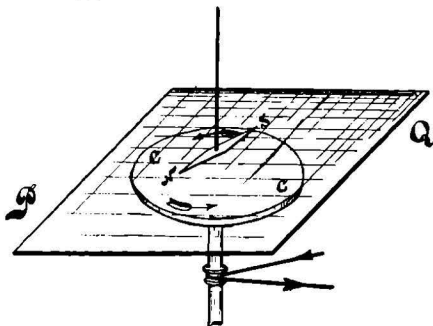


Рис. 47.

Описанное явленіе примѣняется на практикѣ, чтобы успокаивать (демфировать) качанія магнитныхъ стрѣлокъ въ буссоляхъ и гальванометрахъ. Съ этою цѣлью стѣнки и дно той камеры, въ которой помещается магнитная стрѣлка, дѣлаются изъ хорошо проводящаго металла, обычно изъ мѣди.

30. Токи Фуко. — Въ предыдущемъ § мы познакомились съ тѣми случаями, когда электрическіе токи индуцируются въ сплошныхъ металлическихъ массахъ и замыкаются внутри ихъ, не выходя наружу. При этомъ мы обычно не имѣемъ опредѣленнаго контура проводника. Въ данномъ случаѣ проводникъ

не линейный, а вообще говоря трехъ измѣреній и токи въ массѣ такого проводника распредѣляются по путямъ наименьшаго сопротивленія.

Токи, индуктирующіеся въ сплошныхъ массахъ проводника, принято называть *токами Фуко*.

Въ нѣкоторыхъ частныхъ случаяхъ, какъ на примѣръ въ буссоляхъ и гальванометрахъ, токи Фуко оказываются полезными и потому здѣсь совершенно сознательно принимаютъ мѣры къ тому, чтобы сдѣлать ихъ эффектъ достаточнымъ. Но въ огромномъ большинствѣ случаевъ токи Фуко являются побочнымъ, вреднымъ явленіемъ, и въ этихъ случаяхъ ихъ называютъ иногда *паразитными*. Вредными оказываются эти токи потому, что на образованіе ихъ расходуется энергія, которая не находитъ себѣ полезнаго примѣненія и обычно цѣликомъ превращается въ тепло, нагрѣвая массу проводника. Съ подобными паразитными токами приходится бороться всегда. Такъ, на примѣръ, въ случаѣ динамомшины или электродвигателя типа Грамма или другой системы мы имѣемъ въ составѣ арматуры желѣзную часть въ формѣ кольца или цилиндра. Эта желѣзная часть вращается въ магнитномъ полѣ индуктора и слѣдовательно въ массѣ вращающагося желѣза могутъ возникнуть паразитные токи, совершенно ненужные для основного процесса. Для ослабленія ихъ всегда стараются подвижную металлическую часть не дѣлать сплошной, массивной, а составляютъ ее изъ отдѣльныхъ частей, обычно изъ тонкихъ пластинъ, изолированныхъ одна отъ другой. Бываютъ и такіе случаи, что токи Фуко появляются въ неподвижныхъ металлическихъ массахъ. Это, конечно, можетъ имѣть мѣсто тогда, когда такъ или иначе движется магнитный потокъ, пронизывающій эти металлическія массы. Въ подобныхъ случаяхъ, если токи оказываются паразитными, ихъ также ослабляютъ помощью подраздѣленія сплошныхъ проводниковъ на отдѣльныя составляющія части.

31. Индукція тока тономъ.— До сихъ поръ мы обычно во всѣхъ случаяхъ предполагали, что магнитное поле, индуктирующее токъ, есть поле нѣкотораго постояннаго магнита. Только въ немногихъ случаяхъ мы указывали на возможность примѣненія съ этою цѣлью и электромагнита, т. е. въ сущности говоря магнитнаго поля тока. Въ дѣйствительности совершенно безразлично, какимъ образомъ создается индуктирующее поле.

Если, слѣдовательно, вблизи проводника съ токомъ помѣстить другой проводникъ, образующій часть замкнутой цѣпи, и двигать его такъ, чтобы онъ перерѣзывалъ магнитныя линіи перваго проводника, то въ этомъ второмъ замкнутомъ контурѣ возникнетъ индуктированный токъ. Дадимъ нѣсколько правилъ, касающихся направленія индуктированнаго въ подобныхъ случаяхъ тока.

Положимъ, имѣемъ двѣ проводящихъ цѣпи (рис. 48). Пусть въ цѣпи A_1B_1D при замыканіи рубильника K можетъ возникать токъ указаннаго стрѣлками направленія, такъ какъ

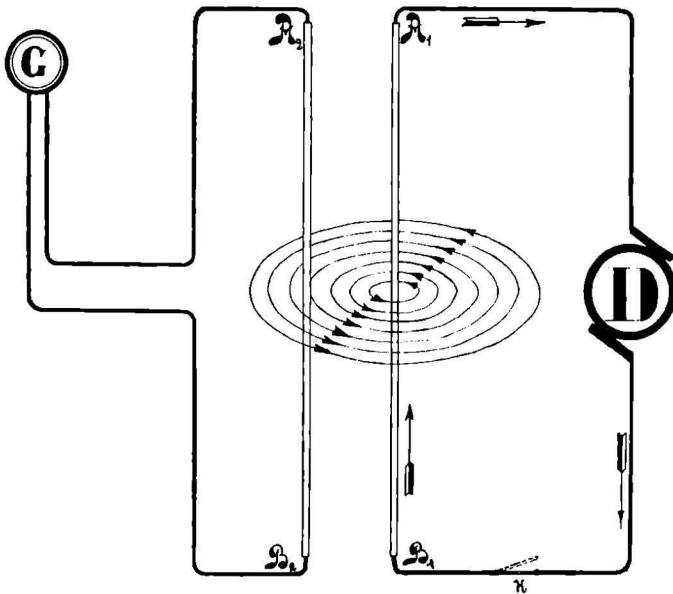


Рис. 48.

въ этой цѣпи находится вращающаяся динамомашина D . При этомъ возникаетъ магнитное поле, характеръ котораго вокругъ прямолинейнаго участка цѣпи A_1B_1 схематически показанъ на рисункѣ. Вторая замкнутая цѣпь A_2B_2G состоитъ изъ прямолинейнаго проводника A_2B_2 , параллельнаго A_1B_1 , и присоединеннаго къ концамъ его гальванометра G . Приблизимъ теперь A_1B_1 къ A_2B_2 въ то время, какъ токъ идетъ по первой цѣпи. При этомъ проводникъ A_2B_2 будетъ перерѣзывать магнитныя линіи и, руководствуясь правиломъ правой руки, мы можемъ сказать, что въ немъ возбуждается токъ обратнаго направленія, т. е. если направленіе тока въ первой цѣпи было отъ

B_1 къ A_1 , то во второй цѣпи при сближеніи проводниковъ будетъ индуцироваться токъ въ направленіи отъ A_2 къ B_2 . При удаленіи проводниковъ A_1B_1 и A_2B_2 другъ отъ друга въ послѣднемъ индуцируется токъ прямой, т. е. въ направленіи отъ B_2 къ A_2 , какъ это опять слѣдуетъ изъ правила правой руки. Но мы можемъ осуществить перерѣзываніе магнитныхъ линій совершенно инымъ способомъ, чѣмъ дѣлали это до сихъ поръ. Именно допустимъ, что оба проводника A_1B_1 и A_2B_2 , вообще обѣ цѣпи въ цѣломъ неподвижны. Если рубильникъ K выключенъ, т. е. находится въ положеніи, показанномъ пунктиромъ, первая цѣпь будетъ разомкнута и тока въ ней не будетъ. Не будетъ и магнитнаго поля вокругъ проводника A_1B_1 . Но какъ только мы замкнемъ рубильникомъ K цѣпь, долженъ возникнуть токъ, должно возникнуть и сопровождающее его магнитное поле. Однако это поле не можетъ мгновенно и разомъ появиться во всѣхъ точкахъ пространства, окружающаго проводникъ A_1B_1 , являющійся въ извѣстномъ смыслѣ осью, вокругъ которой ориентуется магнитная деформация среды. Эта деформация по Фарадѣю прежде всего возникаетъ у самаго проводника A_1B_1 и затѣмъ магнитныя линіи постепенно распространяются въ окружающемъ пространствѣ. При этомъ распространеніи онѣ встрѣчаютъ и перерѣзаютъ проводникъ A_2B_2 . Все происходитъ такъ, какъ будто бы A_2B_2 приближается къ A_1B_1 . Очевидно, что и эффектъ получится тотъ же, т. е. индуцированный токъ будетъ обратнаго направленія. Прекратимъ теперь токъ въ первой цѣпи, разомкнувъ рубильникъ K . Магнитныя линіи вокругъ A_1B_1 должны исчезнуть. Съ фарадѣевской точки зрѣнія это исчезновеніе можно разсматривать, какъ обратное укорачиваніе, стягиваніе упругихъ магнитныхъ линій. На своемъ пути онѣ опять будутъ встрѣчать проводникъ A_2B_2 . И токъ индуцируемый въ этомъ случаѣ будетъ прямой, т. е. въ направленіи отъ B_2 къ A_2 .

Разсмотрѣнные случаи индукціи тока часто называются *индукціей тока токомъ*. На основаніи вышеизложеннаго мы можемъ составить слѣдующую таблицу правилъ для опредѣленія направленія тока, индуцированнаго токомъ:

- | | | | |
|-----|---------------|-------------------|-------------|
| a) | при сближеніи | индуцируется токъ | обратный, |
| b) | » удаленіи | » | » прямой, |
| a') | » замыканіи | » | » обратный, |
| b') | » размыканіи | » | » прямой. |

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

При выводѣ этихъ правилъ мы ради упрощенія разсматривали прямолинейные участки цѣпей A_1B_1 и A_2B_2 . Въ дѣйствительности, конечно, вліяющіе другъ на друга проводники могутъ быть какой угодно формы. Очень часто имъ придаютъ форму катушекъ и въ такомъ видѣ сближаютъ другъ съ другомъ. Въ такомъ случаѣ магнитное поле первичной, индуктирующей цѣпи значительно концентрируется и потому получаемый эффектъ можетъ быть весьма замѣтнымъ. Составленные подобнымъ образомъ цѣпи, вполне аналогичныя только что изслѣдованнымъ, представлены на рис. 49. Здѣсь I и II представляютъ собою катушки, составленныя изъ большого числа витковъ изолированной проволоки. Катушки эти, играющія роль проводниковъ A_1B_1 и A_2B_2 рисунка 48, въ данномъ случаѣ имѣютъ различные діаметры, такъ что могутъ съ цѣлью болѣе тѣснаго сближенія совершенно вдвигаться одна въ другую, именно I во II.

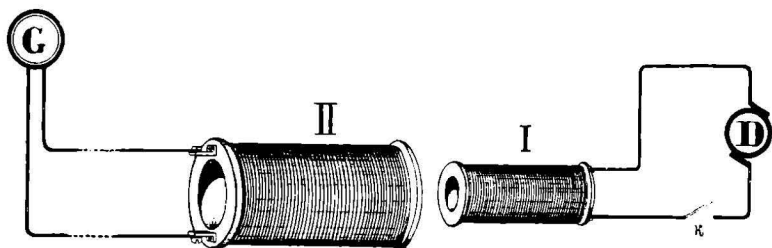


Рис. 49.

При подобной обстановкѣ опытъ съ индукціей тока при сближеніи, удаленіи, замыканіи и размыканіи вполне осязательно подтверждаетъ заключенія, къ которымъ мы пришли, изслѣдуя чисто теоретически схему рисунка 48. Полезно при производствѣ этого опыта имѣть въ виду, что магнитное поле первичной катушки I имѣетъ характеръ, представленный на рис. 31. Если внутрь первичной катушки ввести желѣзный сердечникъ, то при всѣхъ прочихъ равныхъ условіяхъ эффектъ получается во много разъ большій, такъ какъ сердечникъ значительно увеличиваетъ магнитный потокъ катушки I благодаря большой магнитной проницаемости желѣза. Опытъ можно еще разнообразить слѣдующимъ образомъ. Вводимъ внутрь вторичной катушки II первичную катушку I безъ желѣзнаго сердечника и затѣмъ замыкаемъ ключъ K. Во время установленія тока въ первичной цѣпи во вторичной будетъ индуктироваться токъ, который долженъ пре-

кратиться, какъ только токъ въ первичной цѣпи достигнетъ своей окончательной силы и сдѣлается постояннымъ, ибо тогда магнитное поле первичнаго тока сдѣлается неизмѣннымъ. По прекращеніи тока во вторичной цѣпи возьмемъ желѣзный сердечникъ и введемъ его внутрь катушекъ I и II. Мы такимъ образомъ создадимъ условія для увеличенія магнитнаго потока, пронизывающаго катушки, или, какъ говорятъ, сцѣпляющагося съ витками катушекъ. Магнитный потокъ и увеличится; въ составъ его войдутъ новыя добавочныя линіи, возникновеніе которыхъ мы должны себѣ представлять такъ же, какъ и возникновеніе основного потока при замыканіи тока. Слѣдовательно должны имѣть мѣсто новыя пересѣченія витковъ вторичной катушки магнитными линіями, и потому во время введенія внутрь катушекъ желѣзнаго сердечника во вторичной цѣпи опять будетъ индуцироваться токъ и при томъ такого же направленія, какъ и при замыканіи первичнаго тока. При выдвиганіи желѣзнаго сердечника получимъ, конечно, обратное явленіе.

32. Обобщеніе закона Ленца.—Случай индукціи э.-д. силы и тока во вторичной цѣпи, при замыканіи тока въ первичной, разобранный въ предыдущемъ §, не сопровождается передвиженіемъ проводника или вообще какой бы то ни было матеріальной части системы и потому не подчиняется закону Ленца въ той формулировкѣ, которая была приведена въ § 29. Можно однако понять законъ Ленца нѣсколько общнѣе и вмѣсто того, чтобы говорить о частномъ случаѣ—механической реакціи, проявляющейся при индукціи тока во время движенія проводника во внѣшнемъ магнитномъ полѣ,—можно высказать слѣдующее болѣе общее положеніе:

Направленіе индуцированной э.-д. силы всегда бываетъ таково, что дѣйствіе ея стремится ослабить измѣненія въ системѣ, благодаря которымъ э.-д. сила индуцируется.

Если э.-д. сила индуцируется благодаря передвиженію проводника въ магнитномъ полѣ, то возникающая электромагнитная сила стремится воспрепятствовать этому движенію.

Если э.-д. сила индуцируется въ нѣкоторой неподвижной цѣпи благодаря тому, что въ сосѣдней тоже неподвижной цѣпи замыкается электрическій токъ и создается связанное съ нимъ магнитное поле, то эта э.-д. сила будетъ обратнаго направленія и вызванный ею токъ своимъ магнитнымъ дѣйствіемъ стремится ослабить индуцирующее поле. Иное получается при размы-

каніи въ цѣпи тока, т. е. при исчезновеніи связаннаго съ нимъ поля. Въ сосѣдней цѣпи индуцируется токъ прямой, токъ того же направленія и слѣдовательно этотъ токъ своимъ магнитнымъ дѣйствіемъ въ настоящемъ случаѣ будетъ стремиться поддержать, усилить исчезающее основное поле.

Въ дальнѣйшемъ мы еще встрѣтимся съ нѣкоторыми другими случаями электромагнитной индукціи, которые также хорошо укладываются въ рамки обобщеннаго закона Ленца.

Законъ этотъ представляетъ собою, по существу, не что иное, какъ законъ инерціи въ электромагнитныхъ системахъ. Онъ гласитъ, что всякая электромагнитная система стремится сохранить свое состояніе и при всякой попыткѣ измѣнить это состояніе въ системѣ возникаютъ силы противоѣдѣвія механическаго или электромагнитнаго характера.

33. Механическія взаимодѣйствія токовъ. --

Какъ мы знаемъ, электромагнитная сила, приложенная къ проводнику съ токомъ, возникаетъ всякій разъ, когда этотъ проводникъ подвергается воздѣйствію внѣшняго магнитнаго поля. Последнее можетъ быть полемъ нѣкотораго другого тока. Въ свою очередь и этотъ второй токъ, находясь въ магнитномъ полѣ перваго, будетъ испыты- вать на себѣ дѣйствіе соотвѣтствующей электромагнитной силы. Такимъ образомъ оказывается, что два проводника, по которымъ протекаютъ токи, механически взаимодействуютъ, находясь одинъ вблизи другого. Направленіе и характеръ этого взаимодействія можно установить, пользуясь правилами штопора и лѣвой руки. Мы попытаемся достигнуть того же, исходя изъ закона Ленца. Допустимъ, что мы оперируемъ съ двумя проводниками A_1B_1 и A_2B_2 , входящими въ составъ двухъ замкнутыхъ цѣпей (рис. 50). По проводнику A_1B_1 течетъ токъ указаннаго стрѣлками направленія. Если мы теперь будемъ удалять A_2B_2 отъ A_1B_1 , то въ проводникѣ A_2B_2 будетъ индуцироваться токъ прямой, т. е.

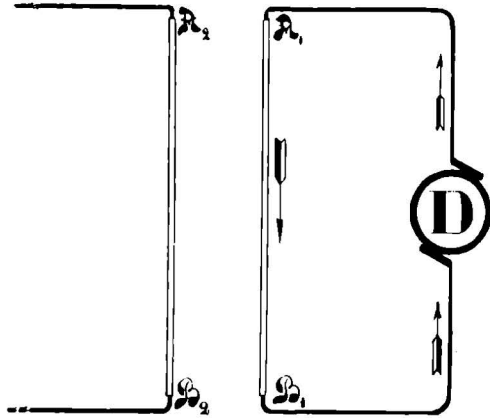


Рис. 50.

УДУНТ
(ИПБТ)

того же направленія, что и въ A_1B_1 . Возникающія при этомъ электромагнитныя силы должны противодействовать удаленію проводниковъ другъ отъ друга. Слѣдовательно, *токи, одинаково направленные, взаимно притягиваются* (рис. 51). Если теперь мы будемъ проводникъ A_2B_2 (рис. 50) приближать къ A_1B_1 , то въ A_2B_2 будетъ индуцироваться токъ обратнаго направленія, т. е. отъ B_2 къ A_2 . Электромагнитныя же силы, возникающія при этомъ, должны противодействовать сближенію проводниковъ. Слѣдовательно, *токи, направленные въ противоположныя стороны, взаимно отталкиваются* (рис. 52).

Законы механическаго взаимодействія токовъ можно установить еще между прочимъ, исходя изъ картины результи-

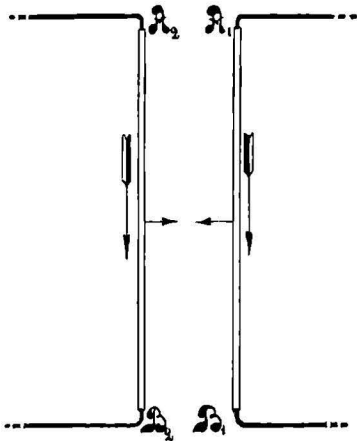


Рис. 51.

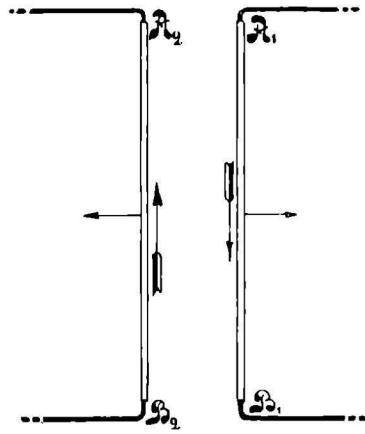


Рис. 52.

рующаго магнитнаго поля, которое получается при сближеніи двухъ проводниковъ съ токами. Остановимся прежде всего на случаѣ токовъ одного направленія. Допустимъ, что плоскость рисунка 53 перпендикулярна проводникамъ. Мы, слѣдовательно, имѣемъ здѣсь сѣченія двухъ проводниковъ. Пусть въ обоихъ токъ идетъ отъ насъ. Каждый изъ проводниковъ вноситъ въ общее магнитное поле свою систему магнитныхъ линій, представленныхъ на рисункѣ пунктиромъ. Но эти двѣ системы не могутъ существовать независимо: онѣ сливаются въ одну общую. При этомъ надо имѣть въ виду, что магнитныя линіи, принадлежащія каждому изъ токовъ, въ промежуткѣ между проводниками направлены въ противоположныя стороны, а внѣ промежутка—въ одну и ту же сторону. Слѣдовательно надо ждать,

УДУНТ
(ИПБТ)

что въ результирующемъ полѣ магнитныя линіи будутъ сравнительно разрѣжены между проводами и сгущены по сторонамъ, ибо въ одномъ случаѣ магнитныя деформации будутъ вычитаться, а въ другомъ—складываться. Схема результирующаго поля представлена на рис. 54. Эту схему можно получить опыт-

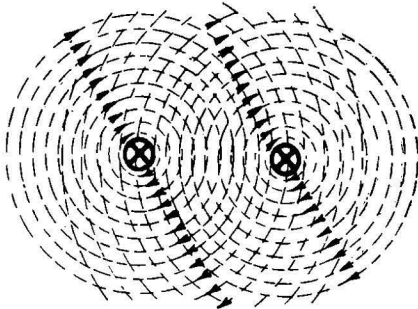


Рис. 53.

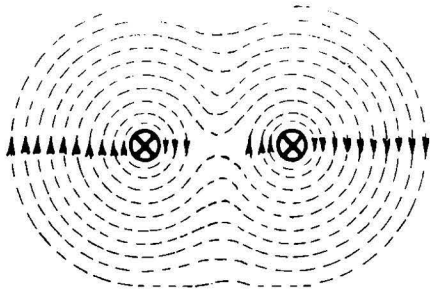


Рис. 54.

нымъ путемъ, пользуясь методомъ желѣзныхъ опилокъ. Если при этомъ вспомнить, что магнитныя линіи ведутъ себя, какъ упругія нити, стремясь укоротиться, и что въ ихъ системѣ наблюдается боковой распоръ, то ясно, что подъ вліяніемъ магнитныхъ линій, охватывающихъ оба проводника, эти послѣдніе должны сближаться.

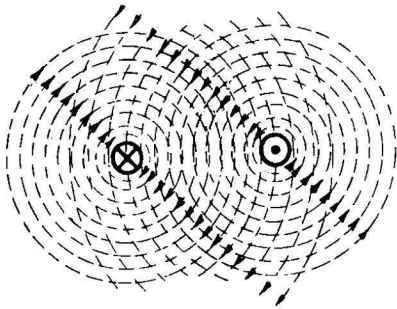


Рис. 55.

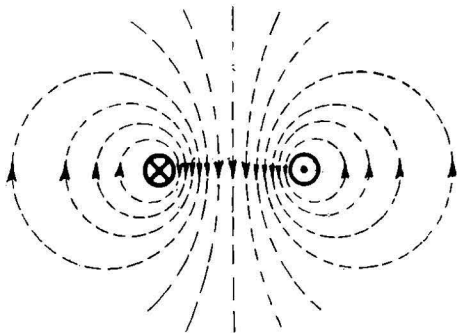


Рис. 56.

Если токи направлены въ разныя стороны, то получаемъ картину отдѣльныхъ системъ магнитныхъ линій, представленную на рис. 55. Мы видимъ, что въ этомъ случаѣ магнитныя линіи обѣихъ системъ направлены въ одну и ту же сторону въ промежуткѣ между проводами, а внѣ этого промежутка—направлены въ противоположныя стороны. Слѣдовательно въ результиру-

УДУНТ
(ИПБТ)

щемъ полѣ магнитныя деформаци будутъ складываться между проводами и вычитаться одна изъ другой во внѣшней части поля. Другими словами, магнитныя линіи должны сгуститься внутри и разрѣдятся снаружи, какъ это представлено на рисункѣ 56. Ясно конечно, что при этихъ условіяхъ боковой распоръ будетъ сильнѣе въ группѣ магнитныхъ линій между проводами, чѣмъ во внѣшней части поля, и потому въ результатѣ возьмутъ перевѣсъ силы, стремящіяся отодвинуть проводники одинъ отъ другого.

Силы взаимодѣйствія токовъ, только что разобранныя, проявляются рѣшительно всегда, когда имѣются два проводника

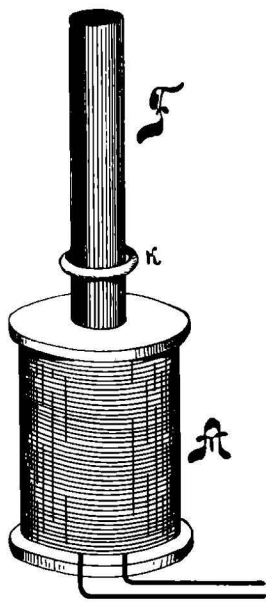


Рис. 57.

съ токами одинъ вблизи другого, причемъ эти проводники могутъ даже входить въ составъ одной и той же цѣпи. Въ видѣ примѣра опишемъ одинъ изъ опытовъ Элигу Томсона, въ которомъ эти силы проявляются въ особенно рѣзкой формѣ. Берутъ катушку *A*, по которой пропускаютъ сильный токъ, непрерывно мѣняющій свое направленіе, т. е. переменный токъ, и вставляютъ въ нее желѣзный сердечникъ *F* (рис. 57). Такъ какъ этотъ сердечникъ подвергается непрерывному дѣйствию измѣняющагося магнитнаго потока, то во избѣжаніе токовъ Фуко его обыкновенно составляютъ изъ отдѣльныхъ желѣзныхъ проволокъ. Сердечникъ *F* дѣлается настолько длиннымъ, что большая часть его остается внѣ катушки, направляясь кверху. На сердечникъ надѣваютъ массивное мѣдное кольцо *k*, которое ложится отъ дѣйствія силы тяжести на верхнюю часть катушки, пока переменный токъ не пущенъ. Но какъ только замыкаемъ цѣпь переменнаго тока, кольцо *k* тотчасъ же съ силой подбрасывается кверху и обычно совершенно сходитъ съ сердечника *F*. Объясняется это тѣмъ, что въ кольцо *k* индуктируется, вообще говоря, токъ направленія обратнаго по сравненію съ катушкой. Это можно показать, хотя бы основываясь на обобщенномъ законѣ Ленца. Дѣйствительно, благодаря вліянію переменнаго тока, текущаго по

катушкѣ A , сквозь кольцо k начинаетъ проходить нѣкоторый магнитный потокъ. Для того, чтобы воспрепятствовать или по крайней мѣрѣ оказывать противодѣйствіе этому, въ кольцѣ k долженъ появляться токъ обратнаго направленія, которое однако должно непрерывно мѣняться синхронно съ магнитнымъ потокомъ, и, слѣдовательно, съ токомъ въ катушкѣ A . Итакъ, въ данномъ случаѣ мы имѣемъ дѣло съ отталкиваніемъ противоположно направленныхъ токовъ въ катушкѣ A и въ кольцѣ k . Авторъ описываемаго опыта, Элигу Томсонъ, сконструировалъ особые электродвигатели переменнаго тока, въ которыхъ использовано какъ разъ описываемое отталкивательное дѣйствіе. Электродвигатели этого типа начинаютъ входить въ настоящее время въ употребленіе подъ именемъ *репульсионныхъ*.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

ГЛАВА ТРЕТЬЯ.

С и л а т о к а.

34. Связь между электромагнитной силой и силой тока.— Изъ всего сказаннаго въ §§ 19 и 26 о силѣ тока и электромагнитной силѣ, ясно, что при всѣхъ прочихъ равныхъ условіяхъ электромагнитная сила должна быть прямо-пропорціональна силѣ тока. Дѣйствительно, выше было указано, что силу магнитнаго поля тока въ любой точкѣ мы должны считать прямо-пропорціональной силѣ тока. Слѣдовательно мы можемъ написать для нѣкоторой точки поля:

$$H' = k_1 i,$$

гдѣ H' есть сила магнитнаго поля тока, i —сила тока, а k_1 —коэффициентъ, зависящій отъ геометрическихъ условій и отъ выбора единицъ.

Сила же, съ которою это поле дѣйствуетъ на магнитную массу m , выразится такъ (§ 4):

$$f = mH' = mk_1 i.$$

Но мы знаемъ, что эта сила должна быть равна по абсолютной величинѣ электромагнитной силѣ, съ которою магнитный полюсъ, иными словами, поле, съ нимъ связанное, дѣйствуетъ на проводникъ съ токомъ. Такимъ образомъ, электромагнитная сила можетъ быть выражена тѣмъ же соотношеніемъ:

$$f = mk_1 i,$$

т. е. она прямо-пропорціональна силѣ тока.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Въ это выраженіе входитъ величина магнитной массы m . Такъ какъ электромагнитную силу мы разсматриваемъ съ точки зрѣнія взаимодѣйствія тока съ вѣшнимъ магнитнымъ полемъ, то удобнѣе ввести въ полученное выраженіе вмѣсто массы m силу связаннаго съ нею магнитнаго поля. Съ этою цѣлью разсмотримъ ради упрощенія вывода такой случай, когда на всемъ протяженіи проводника вѣшнее поле имѣетъ одну и ту же силу и направленіе его нормально къ проводнику. Послѣднее обстоятельство, какъ мы знаемъ, обусловливаетъ наибольшее возможное значеніе электромагнитной силы при данныхъ условіяхъ. Такой случай представленъ на рис. 58. Здѣсь мы имѣемъ два сѣченія проводника, имѣющаго кольцевую форму, діаметральной плоскостью, перпендикулярной плоскости кольца. Радиусъ окружности контура цѣпи есть a , m —магнитная масса, положимъ сѣверная, расположенная въ центрѣ кольца. Пунктиромъ изображены магнитныя лініи, исходящія изъ массы m . Силы взаимодѣйствія представлены соответствующими стрѣлками. Такъ какъ каждый элементъ проводника находится на одномъ и томъ же разстояніи a отъ магнитной массы, то сила вѣшняго поля для любой точки проводника выразится такъ:

$$H = \frac{m}{a^2}.$$

Отсюда имѣемъ:

$$m = a^2 H.$$

Подставляя это въ данное выше соотношеніе для электромагнитной силы, получаемъ:

$$f = a^2 H k_1 i = k_1 a^2 H i.$$

Такова величина полной электромагнитной силы, приложенной ко всему проводнику. Очевидно, она есть равнодѣйствующая всѣхъ параллельныхъ въ данномъ случаѣ силъ, приложенныхъ къ каждому отдѣльному элементу проводника. Такъ

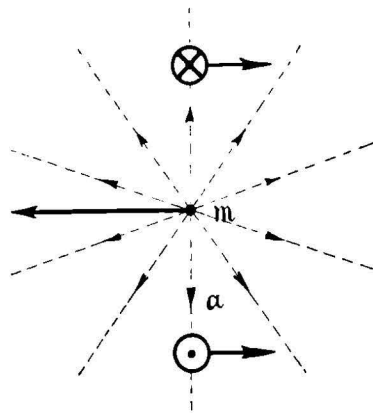


Рис. 58.

УДУНТ
(ИПБТ)

какъ условія совершенно тождественны для всего протяженія проводника, то, обозначая длину его черезъ l , можемъ слѣдующимъ образомъ выразить электромагнитную силу, приложенную къ единицѣ длины проводника:

$$f_1 = \frac{k_1 a^2}{l} \cdot Hi = k_2 Hi,$$

гдѣ k_2 будетъ нѣкоторой постоянной.

Обратно можемъ для полной электромагнитной силы, приложенной къ проводнику длиной въ l , написать:

$$f = f_1 \cdot l = k_2 Hil.$$

Такимъ образомъ теперь мы совершенно отвлекаемся отъ какихъ бы то ни было магнитныхъ массъ, оперируя съ величиною электромагнитной силы.

Итакъ соотношеніе:

$$f = k_2 Hil$$

справедливо для того случая, когда проводникъ расположенъ нормально къ внѣшнему магнитному полю, сила котораго для

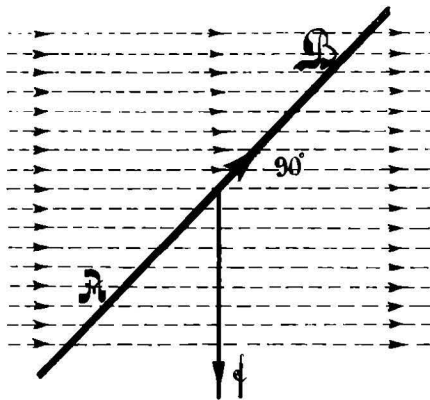


Рис. 59.

всѣхъ точекъ проводника одна и та же. Слѣдовательно оно должно быть справедливо и для случая, который является простѣйшимъ въ геометрическомъ отношеніи, именно для прямолинейнаго проводника AB , расположеннаго въ однородномъ магнитномъ полѣ перпендикулярно магнитнымъ линіямъ (рис. 59). Если для подобныхъ условий мы положимъ:

$$k_2 = 1,$$

связавъ себя при этомъ въ отношеніи выбора единицъ, то для участка проводника AB , длина котораго есть l , имѣемъ:

$$f = Hil$$

и для единицы длины проводника:

$$f_1 = Hi.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Оперируя со всѣми вышеприведенными выраженіями для величины электромагнитной силы, необходимо имѣть въ виду, что всѣ они выведены лишь для случая магнитнаго поля въ воздухѣ или пустотѣ, когда:

$$\mu = 1$$

и численно:

$$B = H.$$

Дѣло въ томъ, что во всѣхъ разобранныхъ случаяхъ мы имѣли дѣло съ воздѣйствіемъ магнитной деформациі на проводникъ съ токомъ. Во всѣхъ случаяхъ, слѣдовательно, силы взаимодѣйствія обуславливаются густотою магнитныхъ линій поля, другими словами величиною магнитной индукціи B . Поэтому, если при всѣхъ прочихъ равныхъ условіяхъ мы замѣнимъ среду съ магнитной проницаемостью равной единицѣ другою средою, для которой:

$$\mu > 1,$$

то электромагнитная сила должна возрасти въ μ разъ, т. е.

$$f = \mu \cdot H\dot{l} = B\dot{l}.$$

Сила же, приложенная къ единицѣ длины проводника, выразится въ самомъ общемъ случаѣ такъ:

$$f_1 = B\dot{i}.$$

По существу такое же выраженіе слѣдуетъ писать и для случая магнитнаго поля въ воздухѣ или пустотѣ. Если же мы въ этомъ случаѣ вмѣсто B и пишемъ часто H , то надо при этомъ еще подразумѣвать множитель:

$$\mu = 1.$$

35. Единицы силы тока.—Какъ мы указали уже въ предыдущемъ §, отсутствіе коэффициента пропорціональности въ выраженіи для электромагнитной силы связываетъ насъ въ выборѣ единицъ, которыми измѣряются входящія въ это выраженіе величины. Будемъ исходить изъ общаго выраженія:

$$f = B\dot{l}.$$

Въ него входятъ четыре величины: механическая сила, магнитная индукція, сила тока и длина проводника. Для любыхъ трехъ изъ этихъ величинъ мы можемъ еще взять производныя единицы. Остающаяся же четвертая можетъ быть выражена

УДУНТ
(ИПБТ)

только въ совершенно опредѣленныхъ единицахъ, обусловливаемыхъ первыми тремя. Она является производною отъ первыхъ трехъ. Въ настоящемъ случаѣ мы уже имѣемъ единицы—абсолютныя единицы—для измѣренія трехъ входящихъ въ соотношеніе величинъ. Именно, въ абсолютной системѣ единицъ механическая сила выражается въ динахъ, магнитная индукція—въ гауссахъ, длина—въ сантиметрахъ. Слѣдовательно, въ этой же системѣ единица силы тока будетъ производною единицею отъ дины, гаусса и сантиметра.

Полагая:

$$\begin{aligned} f &= 1 \text{ динъ,} \\ B &= 1 \text{ гауссу,} \\ l &= 1 \text{ сантиметру,} \end{aligned}$$

получаемъ:

$$i = 1.$$

Такимъ образомъ, за единицу силы тока принимаютъ силу такого тока, при которомъ къ каждому сантиметру проводника, помещеннаго въ однородное магнитное поле въ одинъ гауссъ нормально къ его направленію, приложена электромагнитная сила въ одну дину.

Эту единицу называютъ *абсолютной электромагнитной единицей силы тока*.

На практикѣ оказывается, что эта единица силы тока слишкомъ велика и потому нѣсколько неудобна. Въ виду этого обычно пользуются единицей въ десять разъ меньшей, и эту новую единицу—*практическую электромагнитную единицу силы тока*—называютъ *амперомъ*.

Между амперомъ и абсолютной электромагнитной единицей силы тока существуетъ, слѣдовательно, такое соотношеніе:

$$1 \text{ амперъ} = 10^{-1} \text{ абс. эл.-магн. ед.}$$

36. Измѣреніе силы тока. Амперметры.—Для измѣренія силы тока, вообще говоря, можно пользоваться любой комбинаціей, лишь бы только она удовлетворяла тому условію, чтобы каждому значенію силы тока соответствовало нѣкоторое совершенно опредѣленное измѣненіе въ системѣ. Этому условію между прочимъ удовлетворяютъ описанные въ § 27 гальванометры. Любой изъ нихъ можетъ служить для измѣренія силы тока, если имѣется въ немъ приспособленіе для опредѣленія угла

отклоненія. Дѣйствительно, мы видѣли, что уголъ отклоненія гальванометра зависитъ отъ соотношенія между силами, направляющими подвижную часть системы, и электромагнитными силами, стремящимися вывести эту часть изъ нормальнаго положенія. Каждому значенію электромагнитныхъ силъ, т. е. каждому значенію силы тока, соответствуетъ, слѣдовательно, нѣкоторое совершенно опредѣленное отклоненіе. И если мы при помощи предварительной операціи, называемой *градуированіемъ*, устано-

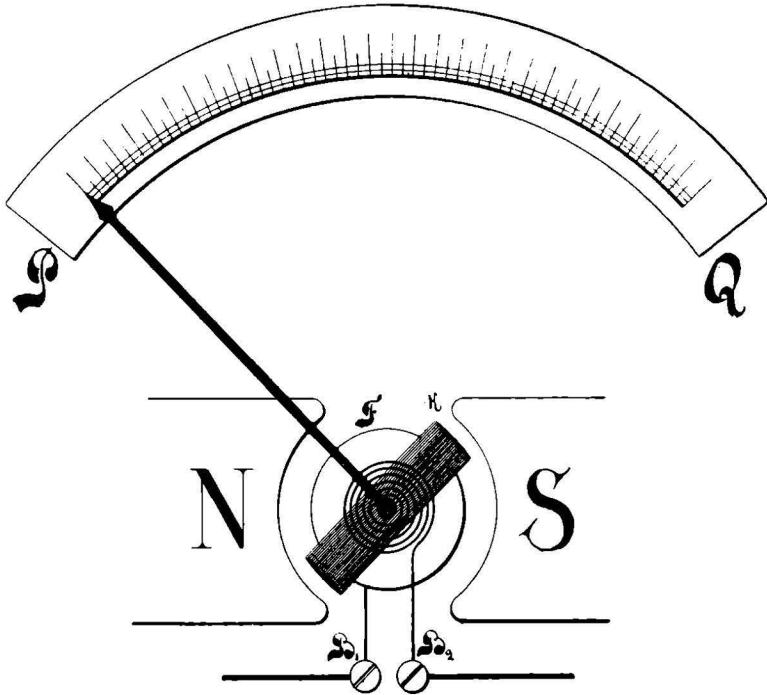


Рис. 60.

вимъ связь между силой тока и угломъ отклоненія, то мы имѣемъ такимъ образомъ приборъ для измѣренія силы тока, такъ называемый *амперметръ*.

Въ виду тѣхъ недостатковъ, которыми обладаютъ гальванометры съ подвижнымъ магнитомъ и о которыхъ мы говорили при описаніи этихъ гальванометровъ, въ настоящее время всѣ техническіе амперметры, если только они конструируются по типу гальванометровъ, представляютъ собою обыкновенно въ той или другой формѣ гальванометръ Дебре-Д'Арсонваля. Въ

УДУНТ
(ИПБТ)

видѣ примѣра на рис. 60 представленъ подобный амперметръ. Плоскость чертежа перпендикулярна оси подвижной катушки K , расположенной между полюсами стального магнита N и S . Поверхностямъ этихъ полюсовъ обычно придаютъ цилиндрическую форму. Внутри катушки находится желѣзный цилиндръ F , роль котораго состоитъ въ концентраціи магнитныхъ линій. Кромѣ того въ связи съ цилиндрической формой полюсныхъ наконечниковъ этотъ цилиндръ обуславливаетъ радіальное направление поля въ междужелѣзномъ пространствѣ, въ которомъ движется катушка K . Эта послѣдняя состоитъ обычно изъ большого числа витковъ сравнительно тонкой изолированной проволоки и удерживается въ пространствѣ при посредствѣ оси, концы которой опираются на подшипники. Катушка включается въ цѣпь при посредствѣ двухъ бронзовыхъ спиралей, одна изъ которыхъ располагается иногда спереди (видна на рисункѣ), а другая сзади. Эти же спирали служатъ для ориентированія катушки въ нѣкоторомъ нормальномъ положеніи, такъ какъ онѣ закрѣплены съ одной стороны. Сверхъ того силою своего крученія онѣ ограничиваютъ уголъ отклоненія катушки K при пропусканіи черезъ приборъ тока. Ясно, что, чѣмъ сильнѣе будетъ токъ, тѣмъ больше будетъ уголъ отклоненія. Каждому углу поворота соответствуетъ опредѣленное положеніе на шкалѣ PQ стрѣлки, связанной съ осью катушки. На шкалѣ обыкновенно бываютъ прямо написаны значенія дѣленій. B_1 , B_2 —зажимы прибора.

Приборъ этотъ въ томъ видѣ, какъ мы его описали, не можетъ служить для измѣренія очень сильныхъ токовъ. Не говоря уже о томъ, что слишкомъ сильный токъ можетъ разрушить приборъ вслѣдствіе выдѣленія тепла въ проводникѣ при прохожденіи черезъ него тока, чувствительность такого прибора очень велика; полное отклоненіе во всю шкалу достигается при сравнительно слабомъ токѣ. Въ виду этого описанное выше устройство амперметра приходится нѣсколько дополнить въ случаѣ необходимости предназначить приборъ для измѣренія сильныхъ токовъ. Именно устраиваютъ такъ, чтобы черезъ приборъ проходила только болѣе или менѣе незначительная часть полного тока. Этого достигаютъ, включая между зажимами прибора B_1 и B_2 (рис. 61) отвлѣтвеніе или такъ называемый *шунтъ*, состоящій изъ проводника съ небольшимъ электрическимъ сопротивленіемъ. Токъ, дойдя до точки B_1 , развѣтвляется и зна-

чительная часть его проходит через шунтъ въ виду его сравнительно малаго сопротивленія, а меньшая часть тока проходит через самый приборъ *A* и вызываетъ то или иное отклоненіе стрѣлки. При такихъ условіяхъ по главной цѣпи можетъ проходить сколь угодно сильный токъ. Всегда можно подобрать такой шунтъ, чтобы лишь нѣкоторая опредѣленная часть тока, напримѣръ, 0,01 или 0,001, проходила черезъ подвижную катушку амперметра. Ясно, что при этой новой комбинаціи съ шунтомъ мы должны соответственно переградуировать шкалу прибора. Что касается, расположенія шунта, то въ случаѣ незначительныхъ размѣровъ онъ помѣщается внутри амперметра, составляя съ нимъ одно цѣлое въ конструктивномъ отношеніи. Если же размѣры шунта велики, то онъ располагается отдѣльно и соединяется съ приборомъ специальными проводами.

37. Количество электричества. Единица количества электричества. — При первомъ нашемъ знакомствѣ съ явленіемъ электрическаго тока мы уже указывали, что магнитное поле, наблюдаемое внѣ проводника, представляетъ собою только одну сторону происходящаго сложнаго процесса, что другая часть этого процесса совершается внутри самого проводника.

Происходящее внутри проводника мы обычно разсматриваемъ, какъ теченіе вдоль проводника особаго дѣятеля — электричества. Совершенно такъ же, какъ въ случаѣ соотношенія между магнитной силой поля тока и силой тока, мы а priori должны допустить, что между скоростью протеканія электричества по цѣпи и силою тока должна существовать прямая пропорціональность. Если черезъ Δt обозначимъ элементъ времени, а черезъ Δq — элементарное количество электричества, протекающаго за это время сквозь нѣкоторое поперечное сѣченіе проводника, то очевидно скорость теченія электричества представится, какъ отношеніе:

$$\frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

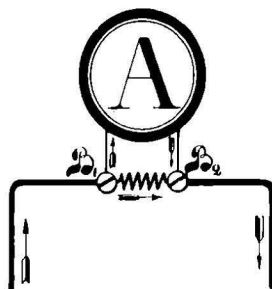


Рис. 61.

На основаніи предыдущаго можемъ слѣдующимъ образомъ представить связь между этой скоростью протеканія электричества и силой тока:

$$\frac{\Delta q}{\Delta t} = ki,$$

гдѣ k есть нѣкоторый коэффициентъ, зависящій отъ выбора единиць.

Соотношеніе это подтверждается всѣми данными опыта. Множа правую и лѣвую части соотношенія на Δt , получаемъ:

$$\Delta q = kt \cdot \Delta t.$$

Для любого промежутка времени мы очевидно имѣемъ:

$$\Sigma \Delta q = q = \Sigma ki \cdot \Delta t.$$

Но въ случаѣ установившагося тока

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

и слѣдовательно можемъ написать:

$$q = ki \cdot \Sigma \Delta t = kit.$$

Итакъ, мы имѣемъ соотношеніе между силой постоянного тока и количествомъ электричества, протекшимъ черезъ поперечное сѣченіе проводника за любой промежутокъ времени. На основаніи этого мы можемъ установить и единицу количества электричества. Если положимъ:

$$\begin{aligned} k &= 1, \\ i &= 1 \text{ амперу,} \\ t &= 1 \text{ секундѣ,} \end{aligned}$$

то получимъ:

$$q = 1.$$

Такимъ образомъ, *практической электромагнитной единицей количества электричества будетъ то количество его, которое протекаетъ черезъ любое поперечное сѣченіе проводника въ одну секунду при силѣ тока въ одинъ амперъ.*

Эта единица количества электричества называется *амперъ-секундой* или *кулономъ*.

При примѣненіи практическихъ электромагнитныхъ единицъ наше основное соотношеніе принимаетъ, слѣдовательно, такой видъ:

$$q = it.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Если, напримеръ, сила тока въ какомъ нибудь случаѣ была равна 10 амперамъ и токъ длился 1 минуту, то количество протекшаго за это время по цѣпи электричества равно:

$$10 \cdot 60 = 600 \text{ кулонамъ.}$$

38. Постоянство силы установившагося тока для всѣхъ частей цѣпи.—Если оставить въ сторонѣ періоды установленія и прекращенія тока въ цѣпи, такъ какъ въ это время имѣютъ мѣсто нѣкоторыя усложненія въ процессѣ тока, то непосредственнымъ опытомъ можно установить, что вообще говоря *сила тока одна и та же для всѣхъ частей цѣпи*. Въ какой бы части цѣпи мы ни расположили амперметръ, его показаніе не должно отъ этого зависѣть. Слѣдовательно, при установившемся токѣ черезъ любое поперечное сѣченіе проводника въ нѣкоторый промежутокъ времени протекаетъ одно и то же количество электричества. Согласно представленію Максвелля, *электричество ведетъ себя, какъ несжимаемая жидкость*. Въ виду этого при изученіи законовъ распределенія токовъ по проводникамъ можно пользоваться аналогіей съ матеріальной жидкостью, текущей по трубамъ. Не слѣдуетъ только усматривать въ этой аналогіи что либо большее, чѣмъ простое формальное сходство.

39. Связь между силою магнитнаго поля тона и силой тока.—Какъ было указано при выводѣ выраженія для электромагнитной силы (§ 34), сила магнитнаго поля тока выражается слѣдующимъ образомъ:

$$H = ki,$$

гдѣ k есть коэффициентъ, зависящій отъ формы проводника и отъ выбора единицъ. Это соотношеніе должно быть справедливо для любой точки поля и для любой формы проводника. Въ каждомъ случаѣ мѣняется только значеніе коэффициента k . Величину его можно установить всегда путемъ теоретическаго изслѣдованія его зависимости отъ разныхъ обстоятельствъ. Это однако выходитъ изъ рамокъ нашихъ задачъ, и мы этимъ теперь заниматься не будемъ. Разсмотримъ только въ общихъ чертахъ одинъ случай, имѣющій практическое значеніе. Мы имѣемъ въ виду магнитное поле внутри очень длинной прямолинейной катушки, или внутри кольцевой катушки, діаметръ витковъ которой малъ по сравненію съ діаметромъ кольца (рис. 62). Оказывается, что въ этомъ случаѣ во всѣхъ точкахъ внутри ка-

УДУНТ
(ИПБТ)

тушки магнитное поле имѣетъ одну и ту же силу, если только витки проволоки равномерно, т. е. одинаково густо, распределены вдоль длины катушки. Въ случаѣ кольцевой катушки, представленной на рисункѣ, магнитныя линіи имѣютъ видъ замкнутыхъ концентрическихъ окружностей. Соотношеніе, приведенное выше для силы магнитнаго поля, справедливо, конечно, и въ этомъ случаѣ. Мы можемъ только здѣсь легко выдѣлить одну изъ составныхъ частей коэффиціента k . Дѣйствительно, въ каждой точкѣ внутри катушки мы имѣемъ дѣло съ наложеніемъ одной на другую магнитныхъ деформаций, обуславливаемыхъ каждымъ изъ витковъ въ отдѣльности. Слѣдовательно, результирующая деформация, а вмѣстѣ съ тѣмъ и сила

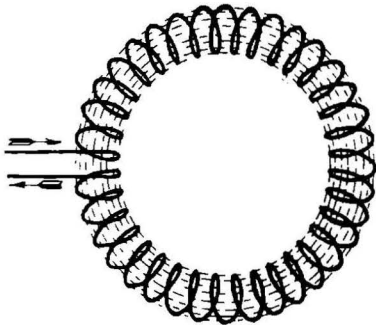


Рис. 62.

результирующаго, общаго для всѣхъ витковъ, магнитнаго поля должна быть тѣмъ больше, чѣмъ больше при той же силѣ тока частота витковъ, т. е. чѣмъ больше ихъ приходится на единицу длины катушки. Мы можемъ, такимъ образомъ, сказать, что въ данномъ случаѣ *сила магнитнаго поля прямо-пропорціональна произведенію силы тока и числа витковъ, приходя-*

щихся на единицу длины. Обозначая послѣднее число черезъ n_1 , получаемъ:

$$H = k'n_1i.$$

40. Законъ магнитной цѣпи.—Разсмотримъ магнитный потокъ, возникающій внутри кольцевой катушки, изображенной на рис. 62, при прохожденіи черезъ нее тока. Прежде всего надо имѣть въ виду, что величина индукціи B будетъ одна и та же во всѣхъ точкахъ внутри катушки при условіи, конечно, что магнитная проницаемость вещества, заполняющаго внутренность катушки, постоянна. Это зависитъ отъ того, что въ данномъ случаѣ:

$$H = \text{const};$$

и слѣдовательно:

$$B = \mu H = \text{const}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Обозначая площадь поперечнаго сѣченія катушки черезъ s , получаемъ такое выраженіе для полного магнитнаго потока внутри катушки:

$$\Phi = Bs = \mu Hs.$$

Но такъ какъ согласно предыдущему:

$$H = k'n_1i,$$

то, подставляя это значеніе для H въ выраженіе магнитнаго потока, получаемъ:

$$\Phi = \mu k'n_1is.$$

Если, далѣе, обозначимъ черезъ n полное число витковъ кольцевой катушки, а черезъ l длину катушки, вѣрнѣе сказать, длину средней линіи ея, то очевидно:

$$n_1 = \frac{n}{l}.$$

Подставляемъ это въ выраженіе для Φ :

$$\Phi = \frac{\mu k'nis}{l}.$$

Произведя теперь простую перестановку множителей въ правой части равенства, имѣемъ въ результатѣ:

$$\Phi = \frac{ni}{\frac{l}{k'\mu s}}.$$

Введемъ теперь слѣдующія обозначенія:

$$F = ni,$$

$$R = \frac{l}{k'\mu s}.$$

Тогда соотношеніе для магнитнаго потока принимаетъ слѣдующій видъ:

$$\Phi = \frac{F}{R}.$$

По аналогіи съ формулой Ома (см. § 20), F называется *магнитодвижущей силой*, а R —*магнитнымъ сопротивленіемъ* того пути, по которому проходитъ магнитный потокъ, т. е. такъ называемой *магнитной цѣпи*. А все послѣднее соотношеніе носитъ названіе *закона магнитной цѣпи*.

УДУНТ
(ИПБТ)

Магнитодвижущая сила представляет собою произведение полного числа витковъ и силы тока. Это произведение обыкновенно называютъ числомъ *амперъ-витковъ*. Итакъ, полное число амперъ-витковъ данной катушки представляет собою ея магнитодвижущую силу. Что же касается магнитнаго сопротивленія, то оно зависитъ отъ геометрическихъ размѣровъ и магнитной проницаемости той части пространства, которая играетъ роль магнитной цѣпи.

Законъ магнитной цѣпи былъ выведенъ нами для простѣйшаго случая. Болѣе сложное изслѣдованіе, которымъ мы здѣсь заниматься не будемъ, показываетъ, что этотъ законъ имѣетъ мѣсто во всѣхъ безъ исключенія случаяхъ, когда магнитный потокъ возбуждается электрическимъ токомъ. Магнитодвижущая сила всегда выражается полнымъ числомъ амперъ-витковъ, возбуждающихъ потокъ. Магнитное сопротивленіе въ общемъ случаѣ выражается нѣсколько сложнѣе, хотя все же въ основѣ его лежитъ простѣйшая форма, данная выше.

Законъ магнитной цѣпи играетъ въ электротехникѣ важную роль основного закона при расчетѣ всѣхъ электромагнитныхъ механизмовъ: динамомашинъ, двигателей и т. п.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ.

Электродвижущая сила.

41. Законъ электромагнитной индукціи.—Переходя къ разсмотрѣнію закона электромагнитной индукціи, вытекающаго непосредственно изъ опытовъ Фарадэя, мы прежде всего обратимъ вниманіе на слѣдующее обстоятельство. Представимъ себѣ схему основного опыта (рис. 63). Въ нашей замкнутой черезъ гальва-

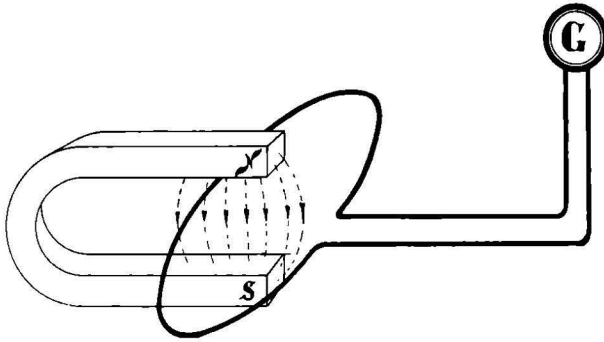


Рис. 63.

нометръ G цѣпи возникаетъ э.-д. сила всякій разъ, когда контуръ проводника рѣжетъ магнитныя линіи внѣшняго поля. И въ то же время измѣняется число магнитныхъ линій, сцѣпляющихся съ даннымъ контуромъ. Такъ какъ и наша электрическая цѣпь, и каждая магнитная линія, входящая въ составъ внѣшняго магнитнаго потока, представляютъ собою вполне замкнутыя контуры, то, слѣдовательно, геометрически невозможно допустить, чтобы магнитный потокъ, сцѣпляющійся съ электрической

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

цѣпью, увеличился или уменьшился на нѣкоторое количество магнитныхъ линій и чтобы при этомъ какъ разъ такое же количество магнитныхъ линій не перерѣзало электрическую цѣпь, входя или выходя изъ ея контура. Такимъ образомъ, всегда количество магнитныхъ линій, пересѣченныхъ въ нѣкоторомъ направленіи контуромъ электрической цѣпи, въ точности равно измѣненію магнитнаго потока, сцѣпляющагося съ даннымъ контуромъ. Въ виду этого при выводѣ всѣхъ количественныхъ соотношеній, характеризующихъ процессъ индуктированія э.-д. силы, мы будемъ часто говорить о приращеніи магнитнаго потока сквозь данный контуръ, какъ объ условіи возникновенія явленія индукціи. Это оказывается иногда удобнѣе въ практическомъ отношеніи.

Изъ многочисленныхъ изслѣдованій Фарадея вытекаетъ слѣдующій основной законъ:

Количество электричества, протекшее по цѣпи подъ вліяніемъ индуктированной э.-д. силы, прямо-пропорціонально количеству пересѣченныхъ магнитныхъ линій и обратно-пропорціонально полному сопротивленію цѣпи.

Обозначая черезъ Δq —количество протекшаго электричества, черезъ $\Delta\Phi$ —приращеніе магнитнаго потока, сцѣпляющагося съ электрической цѣпью, и черезъ r —полное электрическое сопротивление ея, можемъ, слѣдовательно, написать:

$$\Delta q = k \frac{\Delta\Phi}{r},$$

гдѣ k есть коэффициентъ пропорціональности.

Изъ этого основного закона нетрудно вывести выраженіе для индуктированной э.-д. силы. Для этого предположимъ, что во все то время Δt , за которое потокъ измѣнился на $\Delta\Phi$, сила тока была неизмѣнна, что практически вполнѣ осуществимо. Обозначая силу тока черезъ i , имѣемъ:

$$\Delta q = i \cdot \Delta t.$$

Подставляя это въ основное выраженіе и произведя перестановки, получаемъ:

$$ir = k \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

Но согласно закону Ома:

$$ir = e$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Слѣдовательно:

$$e = k \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

Переходя къ предѣламъ, получаемъ:

$$e = k \frac{d\Phi}{dt},$$

т. е. индуцированная э.-д. сила прямо-пропорціональна скорости измѣненія потока Φ , сцѣпляющагося съ контуромъ цѣпи, или, что то же, скорости пересѣченія магнитныхъ линій даннымъ контуромъ.

Коэффициентъ k зависитъ исключительно отъ выбора единицъ, принимаемыхъ для измѣренія входящихъ въ соотношеніе величинъ. Отъ вещества проводника этотъ коэффициентъ, а слѣдовательно и э.-д. сила не зависятъ. Послѣднее весьма существенное свойство индуцированной э.-д. силы можетъ быть доказано слѣдующимъ опытомъ. Возьмемъ двѣ равныхъ геометрически цѣпи изъ различныхъ металловъ, на примѣръ изъ желѣза и мѣди, помѣстимъ ихъ вплотную одну къ другой и соединимъ ихъ между собою такъ, чтобы э.-д. силы, индуцируемыя въ нихъ, были направлены въ противоположныя стороны. Если такую составную цѣпь соединить съ гальванометромъ и помѣстить въ измѣняющееся магнитное поле, то мы не будемъ въ состояніи обнаружить въ ней индуцированнаго тока. Слѣдовательно, э.-д. силы въ соединенныхъ цѣпяхъ равны и противоположны, и потому мы заключаемъ, что величина индуцированной э.-д. силы не зависитъ отъ природы веществъ, входящихъ въ составъ электрической цѣпи.

На основаніи вышеизложеннаго ясно, что мы можемъ такъ подобрать единицу э.-д. силы, чтобы коэффициентъ k сдѣлался равнымъ единицѣ. Кромѣ того, этому коэффициенту придаютъ еще знакъ минусъ для того, чтобы соблюсти наше основное условіе, выражаемое правиломъ штопора. Итакъ, полагаемъ:

$$k = -1.$$

Въ такомъ случаѣ законъ электромагнитной индукціи принимаетъ слѣдующій видъ:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt},$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

т. е. величина э.-д. силы, индуцируемой въ нѣкоторой цѣпи, равна скорости уменьшенія магнитнаго потока, сцепляющагося съ контурами этой цѣпи.

Поясимъ нѣсколько сказанное выше о мотивахъ внесенія знака минуса въ выраженіе для индуцированной э.-д. силы. На рис. 64 представлена схематически нѣкоторая цѣпь и пронизы-

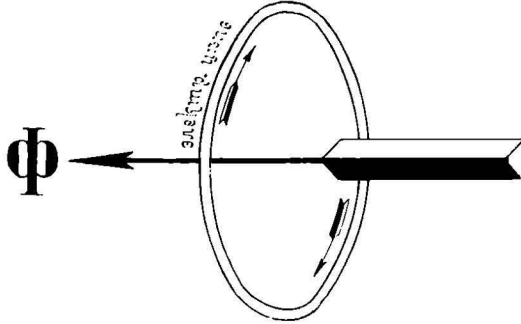


Рис. 64.

вающей ее магнитный потокъ Φ . Соответствующими стрѣлками показано положительное направленіе въ контурѣ цѣпи, связанное съ положительнымъ направленіемъ потока правиломъ штопора. Допустимъ теперь, что потокъ Φ увеличивается, т. е. что:

$$\frac{d\Phi}{dt} > 0.$$

Въ такомъ случаѣ, какъ это слѣдуетъ изъ приведенной выше формулировки закона электромагнитной индукціи, имѣемъ:

$$e < 0,$$

т. е. индуцируемая благодаря увеличенію потока Φ э.-д. сила направлена въ отрицательную сторону. Этотъ же результатъ можетъ быть полученъ и при помощи правила правой руки, если разсмотрѣть любую часть контура, пересѣкаемую входящими въ контуръ магнитными линиями.

Совершенно аналогично, если потокъ Φ уменьшается, т. е.

$$\frac{d\Phi}{dt} < 0,$$

то, имѣемъ:

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

т. е. э.-д. сила направлена въ положительную сторону, что можетъ быть подтверждено и помощью правила правой руки. Надо только имѣть въ виду, что потокъ Φ теперь уменьшается и, слѣдовательно, магнитныя линіи пересѣкаютъ контуръ, выходя изъ него.

Необходимость введенія знака минуса въ выраженіе закона индукціи можно еще разсматривать, какъ слѣдствіе существованія инерціи во всякой электромагнитной системѣ. Это свойство инерціи формулируется закономъ Ленца въ той обобщенной формѣ, которая приведена въ § 32. Дѣйствительно, съ точки зрѣнія этого закона, э.-д. сила, индуктируемая въ нѣкоторой цѣпи, представляетъ собою силу, съ которою электромагнитная система реагируетъ на измѣненіе магнитнаго потока, сцѣпляющагося съ контуромъ цѣпи. И, какъ всякая сила реакціи, она по природѣ своей отрицательна, ибо она стремится противодействовать происходящимъ въ системѣ измѣненіямъ: стремится ослабить магнитный потокъ, если онъ увеличивается, и усилить его, если онъ уменьшается.

Соотношеніе:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt}$$

выражаетъ собою одинъ изъ основныхъ законовъ природы. Оно справедливо во всѣхъ случаяхъ, каковы бы ни были форма и размѣры цѣпи, каковъ бы ни былъ характеръ измѣненій магнитнаго потока.

Для того, чтобы практическія приложенія этого закона не могли вызвать какихъ либо недоразумѣній, разсмотримъ еще случай контура болѣе сложнаго, чѣмъ изображенный на рис. 63. Именно допустимъ, что часть нашего контура, приходящая въ соприкосновеніе съ внѣшнимъ магнитнымъ полемъ, состоитъ изъ нѣсколькихъ витковъ, тождественныхъ въ геометрическомъ отношеніи и тѣсно сближенныхъ между собою (рис. 65). Въ данномъ случаѣ э.-д. силу, индуктируемую въ цѣпи, можно выразить двумя способами. Можно, во-первыхъ, разсуждать такъ. Въ виду геометрической тождественности витковъ въ каждомъ изъ нихъ индуктируется одна и та же э.-д.-сила:

$$e' = \frac{d\Phi}{dt}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Если число витковъ есть n , то полная э.-д. сила въ цѣпи должна быть въ n разъ больше, такъ какъ всѣ отдѣльныя э.-д. силы дѣйствуютъ въ цѣпи въ одномъ и томъ же направленіи. Итакъ, полная э.-д. сила, индуцируемая въ нашемъ сложномъ контурѣ, выразится слѣдующимъ образомъ:

$$e = -n \frac{d\Phi}{dt}.$$

Въ этомъ случаѣ Φ есть реально существующій потокъ, пронизывающій каждый изъ n витковъ.

Можно однако поступить иначе. Именно, можно исходить изъ представленія о *полномъ магнитномъ потокѣ*, сцѣпляющемся съ данною электрическою цѣпью. Для того, чтобы получить

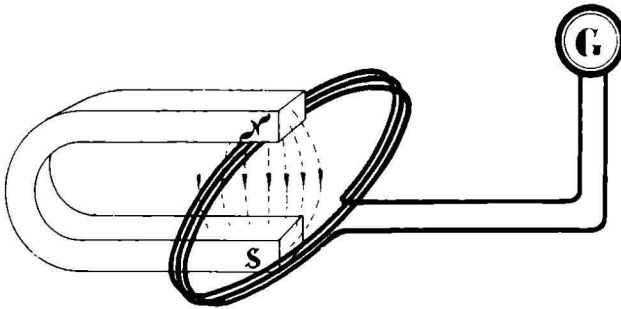


Рис. 65.

величину полного магнитнаго потока, надо установить величину потока, сцѣпляющагося съ каждымъ виткомъ въ отдѣльности, и затѣмъ просуммировать эти отдѣльные потоки. Въ результатѣ и получимъ полный магнитный потокъ. Обозначая его черезъ Φ' , для нашего случая геометрически тождественныхъ n витковъ имѣемъ:

$$\Phi' = n\Phi.$$

Ясно, конечно, что въ нашемъ случаѣ индуцированная э.-д. сила выразится такъ:

$$e = -\frac{d\Phi'}{dt},$$

т. е. выраженіе для нея получается такое же, какъ и въ случаѣ простѣйшаго контура, изображеннаго на рис. 63.

Представленіе о полномъ магнитномъ потокѣ, въ сущности говоря, эквивалентно представленію о полномъ числѣ сцѣплений реально существующаго потока съ даннымъ сложнымъ контуромъ. Полный магнитный потокъ не существуетъ, какъ таковой, если только мы имѣемъ дѣло со сложнымъ контуромъ. Онъ является нѣкоторой фикціей, важное практическое значеніе которой дѣлается особенно яснымъ въ случаѣ, когда отдѣльные витки сложной цѣпи не тождественны одинъ другому, и магнитные потоки, сцѣпляющіеся съ каждымъ изъ нихъ, не равны по величинѣ, хотя могутъ представлять собою большія или меньшія части одного и того же реально существующаго потока. Примѣръ подобныхъ условій представленъ на рис. 66. Катушка K , состоящая изъ n витковъ, находится въ полѣ ма-

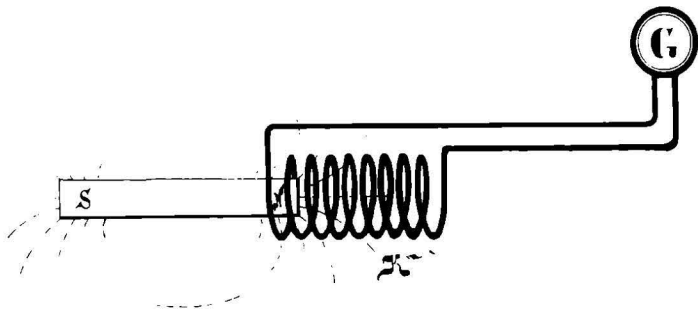


Рис. 66.

гнита NS . При этомъ, однако, отдѣльные витки находятся въ различныхъ условіяхъ. Хотя всѣ они и находятся въ сферѣ дѣйствія одного и того же магнитнаго потока, исходящаго изъ полюса N , однако съ каждымъ изъ нихъ сцѣпляется различная доля этого потока. Обозначая эти потоки, сцѣпляющіеся съ отдѣльными витками, черезъ Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 и т. д., получаемъ э.-д. силы, индуцируемыя въ отдѣльныхъ виткахъ при относительномъ перемѣщеніи магнита и катушки:

$$e_1 = - \frac{d\Phi_1}{dt}$$

$$e_2 = - \frac{d\Phi_2}{dt}$$

$$e_3 = - \frac{d\Phi_3}{dt}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Полную э.-д. силу, индуцируемую въ цѣпи, получимъ, просуммировавъ отдѣльныя э.-д. силы:

$$\begin{aligned} e &= e_1 + e_2 + e_3 + \dots = \\ &= -\frac{d\Phi_1}{dt} - \frac{d\Phi_2}{dt} - \frac{d\Phi_3}{dt} - \dots = \\ &= -\frac{d(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \dots)}{dt} = \\ &= -\frac{d\Phi'}{dt}, \end{aligned}$$

гдѣ

$$\Phi' = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \dots$$

есть полный магнитный потокъ, сцѣпляющійся съ катушкою K .

Если бы въ данномъ случаѣ мы не воспользовались представлениемъ о полномъ магнитномъ потокѣ, то должны были бы

остановиться на болѣе сложномъ выраженіи для э.-д. силы, именно на рядѣ производныхъ, число которыхъ равно числу витковъ.

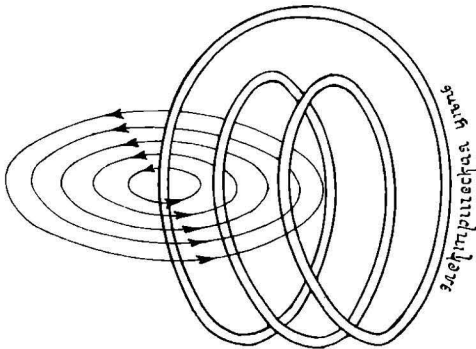


Рис. 67.

Для иллюстраціи указанного выше способа опредѣленія полного магнитнаго потока на рис. 67 представлены: цѣпь, состоящая изъ трехъ витковъ, и пять

магнитныхъ линий, различнымъ образомъ связанныхъ съ цѣпью. Въ данномъ случаѣ реально существуетъ потокъ Φ , равный 5 максвеллямъ. Полный магнитный потокъ, сцѣпляющійся съ электрическою цѣпью, выразится, какъ сумма чиселъ сцѣплений съ отдѣльными витками:

$$\Phi' = 5 + 4 + 2 = 11 \text{ максвеллямъ.}$$

Такъ какъ рѣчь идетъ о числѣ сцѣплений потока съ контуромъ цѣпи, то можно при исчисленіи Φ' поступить и иначе. Именно можно просуммировать числа сцѣплений контура цѣпи съ каждой отдѣльной магнитной линіей, другими словами числа проводниковъ, проходящихъ сквозь контуръ каждой магнитной

линии. Этотъ способъ иногда удобнѣе, ибо контуръ магнитной линии всегда замкнутъ, между тѣмъ какъ контуръ отдѣльнаго витка можетъ быть настолько неясно выраженъ, что могутъ произойти затрудненія при счетѣ числа магнитныхъ линий, пронизывающихъ его. Примѣняя этотъ второй методъ исчисленія Φ' къ настоящему случаю, получаемъ:

$$\Phi' = 1 + 2 + 2 + 3 + 3 = 11 \text{ максвеллявъ.}$$

42. Единицы электродвижущей силы. — Какъ было указано при выводѣ соотношенія:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt},$$

мы должны соответствующимъ образомъ подобрать единицу э.-д. силы. При выборѣ ея мы должны исходить изъ этого соотношенія. Допустимъ теперь, что Φ равномерно измѣняется со скоростью одного максвелля въ секунду. Въ такомъ случаѣ:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \pm 1.$$

и слѣдовательно:

$$e = \mp 1.$$

Мы получаемъ такимъ образомъ абсолютную единицу э.-д. силы.

Абсолютная электромагнитная единица э.-д. силы есть такая э.-д. сила, которая индуктируется въ проводящемъ контурѣ, если магнитный потокъ, съ нимъ сцѣпляющійся, равномерно измѣняется со скоростью одного максвелля въ секунду.

Въ виду малости этой единицы, за *практическую электромагнитную единицу э.-д. силы* принимается 100 миллионъ абсолютныхъ единицъ. Эта практическая единица называется *вольтъ*. Итакъ:

$$1 \text{ вольтъ} = 10^8 \text{ абс. эл.-магн. ед.}$$

43. Электродвижущія силы взаимной индукціи. — Разсмотримъ теперь какія-либо двѣ произвольныя цѣпи, расположенныя одна близъ другой. Какъ мы уже знаемъ изъ § 31, установленіе или исчезновеніе тока въ любой изъ этихъ цѣпей сопровождается появленіемъ индуктированныхъ э.-д. силъ и тока въ другой, ибо при этомъ магнитный потокъ первой цѣпи пересѣкаетъ въ томъ или иномъ направленіи вторую цѣпь. Мы можемъ выра-

УДУНТ
(ИПБТ)

зяться и иначе. Мы можемъ сказать, что э.-д. сила и токъ индуктируются во второй изъ цѣпей, потому что измѣняется магнитный потокъ, пронизывающій ее и создаваемый первой цѣпью. И это конечно должно имѣть мѣсто не только въ случаѣ установленія или прекращенія, но и въ случаѣ какого бы то ни было измѣненія тока въ одной изъ цѣпей, такъ какъ при этомъ будетъ измѣняться и магнитный потокъ этой цѣпи. Въ § 31 былъ описанъ общій характеръ явленія, теперь же мы займемся нѣкоторыми количественными соотношеніями. Поло-

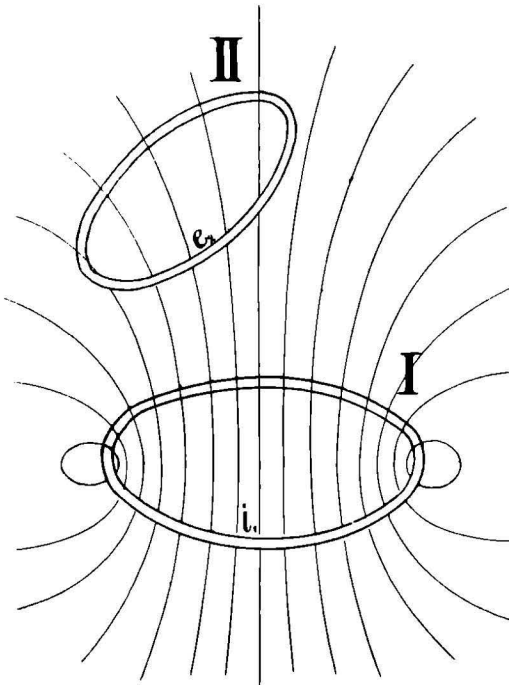


Рис. 68.

жимъ, имѣемъ двѣ цѣпи I и II (рис. 68). По первой цѣпи течетъ токъ i_1 . Токъ этотъ возбуждается благодаря нѣкоторому генератору, напримеръ, динамомашинѣ, расположенной въ цѣпи, но не показанной на рисункѣ. Очевидно, токъ создаетъ въ окружающемъ пространствѣ магнитный потокъ, который вообще говоря будетъ пронизывать и контуръ второй хотя бы нѣкоторой своей частью. Такъ какъ сила магнитнаго поля во всѣхъ точкахъ будетъ

прямо-пропорціональна силѣ тока i_1 (см. § 39), то и весь магнитный потокъ, создаваемый этимъ токомъ, и часть его, сцѣпляющаяся со второю цѣпью, будутъ также прямо-пропорціональны силѣ тока i_1 . Обозначая эту часть магнитнаго потока черезъ Φ'' , можемъ написать:

$$\Phi'' = M i_1,$$

гдѣ M есть коэффициентъ пропорціональности, зависящій отъ геометрическихъ размѣровъ контуровъ, ихъ взаимнаго расположенія и магнитной проницаемости среды.

УДУНТ
(ИПБТ)

При всякомъ измѣненіи i_1 очевидно будетъ измѣняться и Φ'' и при этомъ въ цѣпи II будетъ индуцироваться э.-д. сила. На основаніи предыдущаго можемъ выразить ее слѣдующимъ образомъ:

$$e_2 = - \frac{d\Phi''}{dt} = - \frac{d(Mi_1)}{dt}.$$

Ясно, что въ случаѣ, когда, во-первыхъ, цѣпи I и II неподвижны и неизмѣняемы и, во-вторыхъ, окружающая среда обладаетъ постоянною магнитною проницаемостью, M есть величина постоянная, т. е.

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

и для э.-д. силы, индуцируемой во второй цѣпи, получаемъ:

$$e_2 = - M \frac{di_1}{dt}.$$

Совершенно аналогично надо разсматривать и обратный случай, когда по второй цѣпи протекаетъ измѣняющійся токъ i_2 и индуцируетъ въ первой цѣпи э.-д. силу e_1 . Величина ея выразится подобнымъ же образомъ:

$$e_1 = - M' \frac{di_2}{dt},$$

гдѣ M' опять есть коэффициентъ пропорціональности.

Итакъ мы имѣемъ два соотношенія:

$$e_2 = - M \frac{di_1}{dt}$$

и

$$e_1 = - M' \frac{di_2}{dt},$$

характеризующихъ свойство электромагнитной инерціи нашей системы, состоящей изъ двухъ цѣпей. При этомъ мы должны понимать цѣпи въ самомъ широкомъ смыслѣ: не только самыя проволоки, но и всю окружающую ихъ среду, при ближайшемъ участіи которой развивается процессъ электромагнитной индукціи. Э.-д. силы e_2 и e_1 представляютъ собою силы, съ которыми именно среда реагируетъ на измѣненія тока въ одной изъ частей системы. Степень этихъ измѣненій вполнѣ определяется при неизмѣнныхъ общихъ условіяхъ производными то-

ковъ по времени. Надо полагать, что электромагнитная среда должна одинаково реагировать на изменение въ системѣ, произойдетъ ли оно въ цѣпи I или II, если только конечно степень измененій будетъ тождественна въ обоихъ случаяхъ.

Слѣдовательно, если:

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{di_2}{dt},$$

то должно ожидать, что и

$$e_2 = e_1;$$

а въ такомъ случаѣ:

$$M = M'.$$

Такъ въ дѣйствительности и есть: индукціонныя дѣйствія первой цѣпи на вторую опредѣляются тѣмъ же коэффициентомъ, что и индукціонныя дѣйствія второй цѣпи на первую.

Вслѣдствіе этого равенства величина M или M' называется *коэффициентомъ взаимной индукціи*, а э.-д. силы, опредѣляемыя черезъ посредство этого коэффициента, называются *э.-д. силами взаимной индукціи*.

Остановимся теперь на выясненіи физическаго смысла коэффициента взаимной индукціи M . Предположимъ, что:

$$i_1 = 1.$$

Въ такомъ случаѣ на основаніи предыдущаго:

$$\Phi'' = M,$$

т. е. *коэффициентъ взаимной индукціи двухъ цѣпей численно равенъ полному потоку, сгущающемуся съ одной изъ нихъ, когда по другой идетъ токъ, сила котораго равна единицѣ.*

Можно еще и другимъ путемъ подойти къ физическому значенію коэффициента M . Представимъ себѣ, что сила тока въ первой цѣпи равномерно изменяется со скоростью единицы въ секунду, т. е.

$$\frac{di_1}{dt} = \pm 1.$$

При этомъ выраженіе для э. д. силы e_2 приметъ слѣдующій видъ:

$$e_2 = \mp M,$$

т. е. *коэффициентъ взаимной индукціи двухъ цѣпей численно равенъ э.-д. силѣ, возникающей въ одной изъ нихъ, когда въ*

УДНТ
(ИПБТ)

другой токъ равномерно измѣняется со скоростью единицы въ секунду.

Если при условіи:

$$\frac{di_1}{dt} = \pm 1,$$

и

$$e_2 = \mp 1,$$

то получаемъ:

$$M = 1.$$

Если э.-д. сила выражается въ вольтахъ, а сила тока въ амперахъ, то имъ соответствуетъ практическая электромагнитная единица коэффиціента взаимной индукціи, называемая *генри*.

Итакъ, коэффиціентомъ взаимной индукціи въ одинъ генри обладаютъ такія двѣ цѣпи, въ одной изъ которыхъ возникаетъ э.-д. сила въ одинъ вольтъ въ то время, какъ въ другой сила тока равномерно измѣняется со скоростью одного ампера въ секунду.

Для иллюстраціи сказаннаго выше о взаимной индукціи остановимся вкратцѣ на трансформаторъ переменнаго тока. Приборъ этотъ, широко примѣняемый въ современной электротехникѣ, служитъ для того, чтобы переносить электрическую энергію изъ одной цѣпи въ другую, совершенно обычно изолированную отъ первой. Съ этою цѣлью обѣ цѣпи связываются между собою магнитною связью — общимъ магнитнымъ потокомъ, который и оказывается передатчикомъ энергіи изъ первой цѣпи во вторую. На рис. 69 представлена схема трансформатора. Онъ состоитъ изъ желѣзнаго сердечника, которому чаще всего придаютъ форму прямоугольной рамы, и окружающихъ его двухъ обмотокъ, такъ называемыхъ первичной и вторичной. Въ данномъ случаѣ первичная, представленная жирной линіей, содержитъ въ себѣ меньше витковъ, чѣмъ вторичная, изображенная тонкой линіей. A_1 и B_1 — зажимы первичной обмотки, A_2 и B_2 — зажимы вторичной. Первичная обмотка включается въ цѣпь

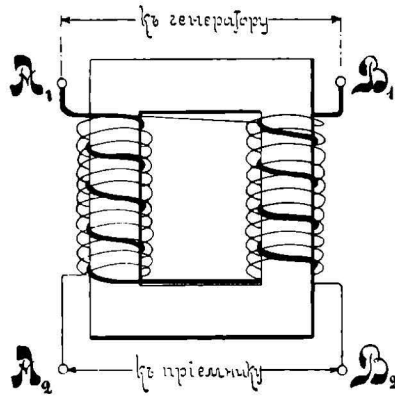


Рис. 69.

УДУНТ
(ИПБТ)

альтернатора, отъ котораго она питается переменнымъ токомъ. Во вторичной же обмоткѣ индуцируется переменная э.-д. сила, возбуждающая токъ во вторичной цѣпи, содержащей въ себѣ пріемникъ, т. е. приборъ или механизмъ, потребляющій электрическую энергію. Примѣненіе желѣзнаго сердечника въ данномъ случаѣ имѣетъ цѣлью увеличеніе коэффициента взаимной индукціи. Въ этомъ сердечникѣ благодаря первичному току создается переменный потокъ, который и возбуждаетъ э.-д. силу во вторичной цѣпи. Ради упрощенія допустимъ, что въ трансформаторѣ отсутствуетъ разсѣяніе, т. е. что черезъ всѣ витки первичной и вторичной обмотокъ проходитъ одинъ и тотъ же магнитный потокъ. Въ такомъ случаѣ, явленія, происходящія при работѣ трансформатора, можно представить себѣ въ слѣдующемъ видѣ. Первичный переменный токъ i_1 создаетъ первичный магнитный потокъ Φ_1 , также измѣняющійся съ теченіемъ времени и потому индуцирующій во вторичной обмоткѣ э.-д. силу e_2 . Если обозначимъ числа витковъ обѣихъ обмотокъ черезъ n_1 и n_2 , то можно написать:

$$e_2 = -M \frac{di_1}{dt} = -n_2 \frac{d\Phi_1}{dt}.$$

Въ свою очередь переменный токъ i_2 , возникающій во вторичной обмоткѣ, обуславливаетъ э.-д. силу взаимной индукціи въ первичной обмоткѣ:

$$e_1 = -M \frac{di_2}{dt} = -n_1 \frac{d\Phi_2}{dt},$$

гдѣ Φ_2 —есть потокъ, возбуждаемый токомъ i_2 .

Таковы э.-д. силы взаимной индукціи, появляющіяся въ первичной и во вторичной обмоткахъ трансформатора.

Изъ приведенныхъ соотношеній совершенно ясна роль числа витковъ обмотки: чѣмъ больше, напримѣръ, число витковъ вторичной обмотки, тѣмъ будетъ больше возникающая въ ней э.-д. сила взаимной индукціи. Дѣлая n_2 больше или меньше, мы можемъ по произволу подбирать значеніе e_2 .

Въ дѣйствительности въ обмоткахъ трансформатора кромѣ э.-д. силъ взаимной индукціи e_1 и e_2 индуцируются еще и другія э.-д. силы, съ характеромъ которыхъ мы познакомимся въ слѣдующемъ §. Эти э. д. силы, складываясь съ e_1 и e_2 , даютъ полныя э.-д. силы e_1' и e_2' , индуцируемыя въ первичной и вторичной обмоткахъ. Изъ нихъ э.-д. сила e_1' , являясь реакціей

электромагнитной системы, противодействующей внешней э. д. силѣ, т.-е. э.-д. силѣ альтернатора, направлена обратно этой послѣдней. Слѣдовательно э.-д. сила альтернатора для того, чтобы посылать токъ черезъ первичную обмотку трансформатора, должна преодолевать э. д. силу e_1' . Это и составляетъ работу, передаваемую трансформатору со стороны альтернатора. Далѣе эта работа передается помощью магнитнаго потока во вторичную цѣпь. Здѣсь результирующая индуцированная э.-д. сила e_2' возбуждаетъ токъ i_2 и возстановливаетъ въ пріемникѣ значительную долю той работы, которая передана альтернаторомъ первичной обмоткѣ. Для того, чтобы составить себѣ представленіе о величинѣ результирующихъ э.-д. силъ e_1' и e_2' , можно рассуждать слѣдующимъ образомъ. Магнитные потоки Φ_1 и Φ_2 сосуществуютъ въ одномъ и томъ же сердечникѣ и потому они сливаются въ одинъ общій потокъ Φ —главный магнитный потокъ,—мгновенное значеніе котораго въ каждый данный моментъ есть алгебраическая сумма значеній потоковъ Φ_1 и Φ_2 . Этотъ результирующій магнитный потокъ Φ и индуцируетъ въ обмоткахъ трансформатора э.-д. силы e_1' и e_2' . Въ виду этого имѣемъ:

$$e_1' = -n_1 \frac{d\Phi}{dt}$$

$$e_2' = -n_2 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Отсюда получаемъ:

$$\frac{e_1'}{e_2'} = \frac{n_1}{n_2},$$

т. е. полныя э.-д. силы, индуцируемыя въ первичной и вторичной обмоткахъ трансформатора, относятся одна къ другой такъ, какъ соответствующія числа витковъ. Э.-д. сила альтернатора обычно того же порядка, что и обратная ей э.-д. сила e_1' : онѣ даже почти равны по абсолютной величинѣ. Такимъ образомъ при помощи трансформатора мы можемъ вмѣсто цѣпи съ малой э.-д. силой создать цѣпь съ большой э.-д. силой или наоборотъ. Въ этомъ и заключается главная роль трансформатора.

Къ классу трансформаторовъ надо отнести *индукціонную катушку* или, какъ ее называютъ, *катушку Румкорфа*. Схематически устройство ее показано на рис. 70. F —есть желѣзный сердечникъ, на который намотаны первичная и вторичная об-

мотки (I и II). Первичная—содержитъ сравнительно небольшое количество витковъ, въ составъ же вторичной обмотки входитъ обычно очень большое число витковъ. Это дѣлается для получения во вторичной обмоткѣ большихъ э.-д. силъ, порядка десятковъ и сотенъ тысячъ вольтъ. K_2, K_2 —зажимы вторичной высоковольтной обмотки. K_1, K_1 —зажимы первичной. Эта послѣдняя питается обычно не переменнымъ токомъ отъ альтернатора, а прерывчатымъ токомъ постоянного направленія, который берутъ отъ какого либо генератора постоянного тока. Автоматически повторяющіяся быстрыя прерыванія тока достигаются помощью *прерывателя*. Онъ устроенъ въ общемъ слѣдующимъ образомъ. Кусокъ мягкаго желѣза A удерживается пружиною, закрѣпленною въ точкѣ C , въ нѣкоторомъ разстояніи отъ конца желѣзнаго

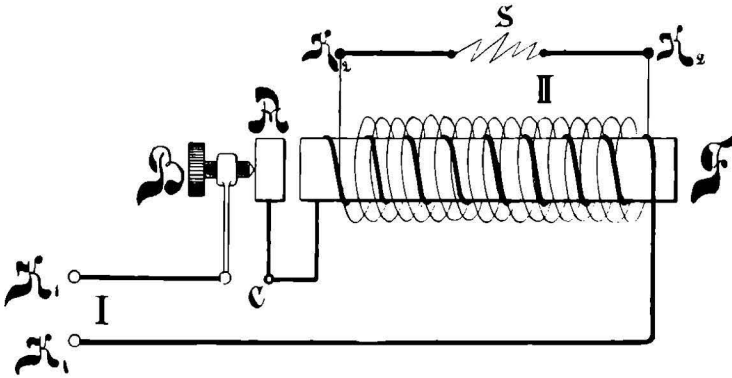


Рис. 70.

сердечника. Съ другой стороны этотъ молоточекъ A упирается въ винтъ B . Первичный токъ идетъ черезъ B, A и C . При прохожденіи его сердечникъ намагничивается и притягиваетъ молоточекъ A . При этомъ контактъ между A и B нарушается и токъ обрывается. Сердечникъ размагничивается благодаря этому, молоточекъ возвращается въ первоначальное положеніе, и все вновь повторяется и т. д. Благодаря очень большой э.-д. силѣ во вторичной цѣпи, катушки Румкорфа примѣняются для возбужденія тока въ цѣпяхъ съ большимъ электрическимъ сопротивленіемъ. Такъ между прочимъ онѣ примѣняются для получения токовъ черезъ воздухъ и вообще газообразную среду, которая въ обычныхъ условіяхъ является изоляторомъ, но подъ влияніемъ большой э.-д. силы теряетъ эти свойства и начинаетъ проводить токъ въ видѣ *искры* S или въ другой формѣ (рис. 70).

УДУНТ
(ИПБТ)

44. Электродвижущая сила самоиндукции.—Представимъ себѣ, что тѣ два контура, которые изображены на рисункѣ 68, начинаютъ сближаться между собою, и что при этомъ контуръ, скажемъ, вторичной цѣпи II, измѣняется по формѣ и размѣрамъ, дѣлаясь болѣе похожимъ на контуръ цѣпи I. Очевидно при этомъ все большая и большая часть потока, создаваемого первичною цѣпью, будетъ сцѣпляться со вторичною, т. е. по мѣрѣ сближенія цѣпей коэффициентъ взаимной индукціи M возрастаетъ. Въ предѣлѣ, въ моментъ слиянія двухъ тождественныхъ цѣпей I и II, мы получимъ наибольшее возможное при неизмѣняемости контура I значеніе коэффициента M . Мы имѣемъ предѣльный случай взаимодействія двухъ цѣпей и мы можемъ въ результатѣ имѣть дѣло лишь съ одною цѣпью, рассматривая ее же и какъ предѣлъ отсутствующей второй. Въ такомъ случаѣ при измѣненіи тока въ подобной единственной цѣпи должна обнаруживаться индуктированная э.-д. сила въ этой же самой цѣпи. Природа подобной э.-д. силы должна быть такая же, что и э.-д. силы взаимной индукціи: и та, и другая возникаютъ вслѣдствіе измѣненія сцѣпляющагося съ контуромъ цѣпи магнитнаго потока. Этотъ предѣльный случай взаимной индукціи обычно называютъ *самоиндукціей*, а предѣльное значеніе коэффициента взаимной индукціи называютъ *коэффициентомъ самоиндукціи* и обозначаютъ его буквою L . Такъ какъ всѣ соотношенія должны имѣть тотъ же характеръ, что и въ случаѣ взаимной индукціи, то можемъ написать для *потока самоиндукціи*, т. е. для потока, создаваемого токомъ и сцѣпляющагося съ контуромъ этого тока:

$$\Phi = Li$$

и для э.-д. силы самоиндукціи:

$$e = \frac{d(Li)}{dt}.$$

Въ случаѣ постоянной магнитной проницаемости среды и неизмѣняемости геометрическихъ размѣровъ контура цѣпи будемъ очевидно имѣть:

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

и выраженіе для э.-д. силы самоиндукціи приметъ видъ:

$$e = -L \frac{di}{dt}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Если:

$$i = 1,$$

то получаемъ:

$$\Phi = L,$$

т. е. коэффициентъ самоиндукціи нѣкоторой цѣпи численно равенъ полному потоку, сцепляющемуся съ контуромъ этой цѣпи при силѣ тока, равной единицы.

Если же:

$$\frac{di}{dt} = \mp 1,$$

то получаемъ другое соотношеніе, выясняющее значеніе L :

$$e = \mp L,$$

т. е. коэффициентъ самоиндукціи нѣкоторой цѣпи численно равенъ э.-д. силѣ, индуктирующей въ этой же цѣпи, когда сила тока въ ней равномерно измѣняется со скоростью единицы въ секунду.

Наконецъ, если:

$$\frac{di}{dt} = \pm 1$$

и

$$e = \mp 1$$

то имѣемъ:

$$L = 1.$$

Выражая силу тока въ амперахъ, а э.-д. силу въ вольтахъ, получаемъ практическую электромагнитную единицу коэффициента самоиндукціи, которая очевидно должна быть вполне тождественна съ единицей коэффициента взаимной индукціи и потому тоже называется *генри*.

И такъ, коэффициентомъ самоиндукціи въ одинъ генри обладаетъ такая цѣпь, въ которой индуктируется э.-д. сила, равная одному вольту, когда сила тока въ этой же цѣпи равномерно измѣняется со скоростью одного ампера въ секунду.

Явленіе самоиндукціи было открыто Фарадеемъ. Опишемъ одинъ изъ его опытовъ, въ которомъ очень отчетливо проявляется э.-д. сила самоиндукціи. Схема этого опыта представлена на рисункѣ 71. Генераторъ D возбуждаетъ токъ въ сложной цѣпи, въ которой между точками A и B имѣются двѣ параллельныя вѣтви: гальванометръ G и катушка L съ большимъ коэффициентомъ самоиндукціи, что достигается примѣненіемъ большого

УДУНТ
(ИПБТ)

числа витковъ и желѣзнаго сердечника. Допустимъ, что токъ идетъ, какъ показано на рисункѣ стрѣлками. При этомъ и въ катушкѣ L , и въ гальванометрѣ G онъ идетъ отъ A къ B . K представляетъ собою рубильникъ, который въ данномъ случаѣ включенъ. При установившемся постоянномъ токѣ гальванометръ

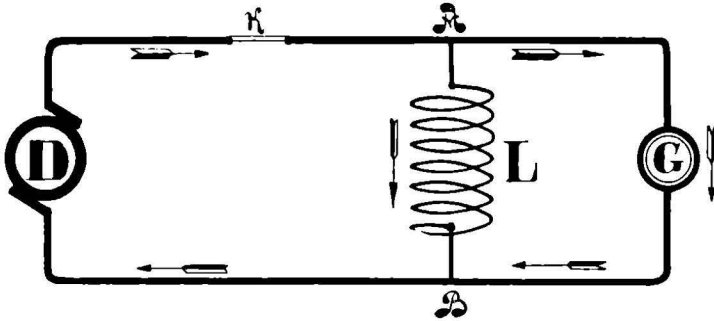


Рис. 71.

долженъ показывать нѣкоторое определенное отклоненіе. Фарадэй въ своемъ опытѣ устроилъ такъ, чтобы это отклоненіе не имѣло мѣста, хотя бы токъ и шелъ черезъ гальванометръ. Именно онъ удержалъ стрѣлку прибора на нулѣ, подперевъ ее нѣкоторой задержкой, которая не мѣшала однако поворачиваться подвижной части гальванометра въ другую сторону. Если теперь при такихъ условіяхъ разомкнуть рубильникъ K (рис. 72), то токъ долженъ былъ бы прекратиться. Однако въ катушкѣ L

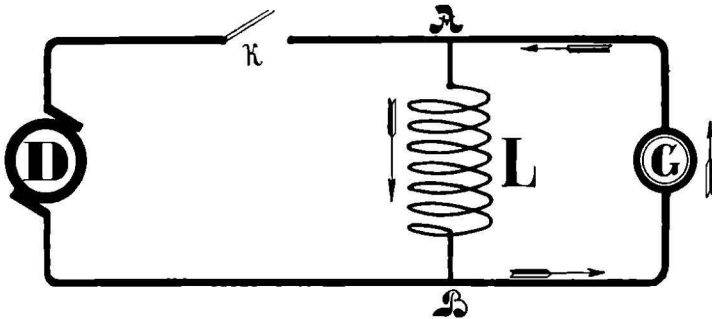


Рис. 72.

появится э.-д. сила самоиндукціи благодаря уменьшенію тока, и эта э.-д. сила будетъ стремиться поддержать токъ того же направленія въ катушкѣ. Такъ какъ рубильникъ K выключенъ, то этотъ токъ можетъ замкнуться только черезъ гальванометръ, но при этомъ онъ пройдетъ чрезъ него по направленію, обратномъ

УДУНТ
(ИПБТ)

му тому, что было раньше, т. е. черезъ гальванометръ токъ потечетъ теперь въ направленіи отъ *B* къ *A*. Въ этомъ случаѣ задержка не будетъ препятствовать стрѣлкѣ гальванометра и она отклонится, свидѣтельствуя о томъ, что черезъ гальванометръ прошелъ токъ обратнаго направленія (рис. 72).

Нетрудно, исходя изъ соотношенія:

$$e = -L \frac{di}{dt},$$

видѣть, что вообще всегда, когда токъ уменьшается, э.-д. сила самоиндукціи стремится поддержать его; когда же токъ увеличивается, она стремится противодействовать этому увеличенію. Дѣйствительно, въ первомъ случаѣ, при уменьшеніи тока, имѣемъ:

$$\frac{di}{dt} < 0,$$

и потому:

$$e > 0;$$

во второмъ же случаѣ, при возрастаніи тока, имѣемъ обратное:

$$\frac{di}{dt} > 0$$

и соотвѣтственно:

$$e < 0.$$

Однимъ словомъ э.-д. сила самоиндукціи всегда стремится противодействовать измѣненію состоянія системы, состоящей изъ нѣкоторой цѣпи въ связи съ окружающей средой, въ которой и происходитъ существенная часть электрическаго процесса. Въ этомъ отношеніи явленія самоиндукціи вполне укладываются въ рамки обобщеннаго закона Ленца, выражающаго собою, какъ мы указывали въ § 32, принципъ инерціи въ электромагнитныхъ системахъ. Электромагнитная инерція цѣпи электрическаго тока вполне характеризуется коэффициентомъ самоиндукціи *L*, который при этомъ играетъ ту же роль, какую играетъ масса во всякой матеріальной системѣ. Дѣйствительно, въ матеріальной системѣ всякому измѣненію ея состоянія противодействуютъ такъ называемыя д'аламберовскія силы инерціи. Какъ извѣстно изъ теоретической механики, подобная сила въ случаѣ матеріальной точки, масса которой есть *m*, а скорость *u*, выражается такъ:

$$f = -m \frac{du}{dt}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Если сравнить это выраженіе съ выраженіемъ:

$$e = -L \frac{di}{dt},$$

представляющимъ собою величину силы того же рода, что и д'аламберовская сила инерціи, но только электромагнитнаго характера, то мы увидимъ слѣдующее:

- 1) оба выраженія тождественны по формѣ,
- 2) коэффициентъ самоиндукціи L играетъ ту же роль, что и коэффициентъ инерціи матеріальной точки—ея массы m .
- 3) сила тока i играетъ роль скорости въ электрокинетическомъ процессѣ.

45. Флюксометръ.—Изъ всего того, что было сказано въ предыдущемъ § относительно самоиндукціи, ясно, что дѣйствіе ея всегда направлено къ сохраненію величины магнитнаго потока, сцѣпляющагося съ данною цѣпью. Но даже и въ томъ случаѣ, когда въ цѣпи нѣтъ тока и потокъ, съ нею сцѣпляющійся, производится какимъ-либо постороннимъ дѣятелемъ, и тогда цѣпь стремится сохранить величину этого потока. Законъ электромагнитной индукціи или обобщенный законъ Ленца говоритъ намъ, что при всякой попыткѣ измѣненія внѣшняго потока, сцѣпляющагося съ замкнутою электрическою цѣпью, въ ней возникаютъ э. д. сила и токъ, противодѣйствующіе этому измѣненію. Однимъ словомъ *все происходитъ такъ, какъ будто бы магнитный потокъ, сцѣпляющійся съ нѣкоторою замкнутою электрическою цѣпью, стремится сохранить свою величину.* Какъ показалъ Максвелль, этотъ потокъ играетъ роль количества движенія въ электрокинетическомъ процессѣ. Въ случаѣ потока самоиндукціи мы имѣемъ:

$$\Phi = Li.$$

Въ случаѣ потока взаимной индукціи:

$$\Phi = Mi'.$$

Количество же движенія матеріальной точки выражается такъ:

$$p = mi.$$

Такимъ образомъ, мы видимъ, что магнитный потокъ, сцѣпляющійся съ нѣкоторою электрическою цѣпью, независимо отъ того, есть ли это потокъ самоиндукціи или потокъ взаимной ин-

дукции, формально выражается совершенно такъ же, какъ количество движенія въ матеріальной системѣ. Именно, въ обоихъ случаяхъ мы имѣемъ произведение коэффициента инерціи (L, M, m) на скорость (\dot{z}, u).

Согласно законамъ механики количество движенія въ матеріальной системѣ стремится сохранить свою величину. Совершенно тѣмъ же свойствомъ обладаетъ и количество, играющее ту же роль въ электрической системѣ.

Ко всему сказанному о стремленіи магнитнаго потока, сцепляющагося съ нѣкоторою цѣпью, сохранить свою величину, должно прибавить еще слѣдующее. Къ сохраненію этого потока направлены не только возникающія въ системѣ э.-д. силы, но также и силы чисто механическаго характера. Въ этомъ можно убѣдиться изъ разсмотрѣнія схемы, представленной на рис. 73.

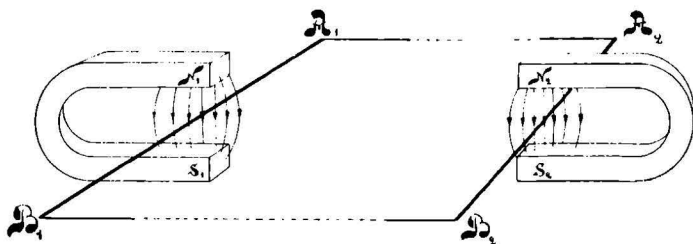


Рис. 73.

Здѣсь мы имѣемъ замкнутую цѣпь $A_1B_1B_2A_2$, состоящую изъ двухъ проводниковъ A_1B_1 и A_2B_2 , которые соединены между собою гибкими проводниками A_1B_2 и B_1B_2 . Эти послѣдніе, допустимъ, позволяютъ перемѣщать проводъ A_1B_1 въ полѣ магнита N_1S_1 , не нарушая при этомъ неподвижности провода A_2B_2 , въ свою очередь находящагося въ полѣ магнита N_2S_2 . Предположимъ сначала, что провода A_1B_1 и A_2B_2 неподвижны. Магнитный потокъ, сцепляющійся съ контуромъ $A_1B_1B_2A_2$, имѣетъ нѣкоторую совершенно опредѣленную величину, скажемъ Φ . Перемѣстимъ теперь проводъ A_1B_1 , на примѣръ, вправо, перерѣзывая магнитныя линіи магнита N_1S_1 . При этомъ мы будемъ, очевидно, уменьшать потокъ Φ . вмѣстѣ съ тѣмъ въ проводѣ A_1B_1 индуктируется э.-д. сила, направленная отъ B_1 къ A_1 (см. правило правой руки) и возбуждающая въ нашей замкнутой цѣпи токъ того же направленія. Слѣдовательно, во второмъ проводѣ токъ потечетъ въ направленіи отъ A_2 къ B_2 . При этомъ возникнетъ электромагнитная сила

которая будет стремиться двигать проводъ A_2B_2 вправо же (см. правило лѣвой руки). Но въ такомъ случаѣ проводъ A_2B_2 начнетъ перерѣзывать магнитныя линіи магнитнаго N_2S_2 , входящія внутрь нашего контура и тѣмъ увеличивающія потокъ Φ . Такимъ образомъ, наша попытка измѣнить потокъ Φ , сдѣлывающійся съ данною цѣпью, путемъ перемѣщенія въ магнитномъ полѣ одной части этой цѣпи, встрѣчаетъ противодѣйствіе со стороны возникающихъ при этомъ механическихъ силъ, стремящихся возстановить убыль потока Φ путемъ соответствующаго передвиженія другой части цѣпи. И опытъ, и болѣе детальное теоретическое разсмотрѣніе вопроса показываютъ, что подобное возстановленіе убыли потока Φ можетъ быть совершенно полнымъ, если только при передвиженіи проводника A_2B_2 электромагнитной силѣ не приходится преодолѣвать сопротивление среды, а также силъ упругости соединительныхъ гибкихъ проводниковъ. При этихъ условіяхъ, слѣдовательно, всякое измѣненіе потока Φ , произошедшее въ одной части цѣпи, находитъ себѣ полную компенсацію въ другой части. Если мы, на примѣръ, пересѣчемъ проводомъ A_1B_1 10 000 максвеллей, то какъ разъ столько же максвеллей будетъ пересѣчено и подвижнымъ проводомъ A_2B_2 . И если этотъ проводъ можетъ перемѣщаться вдоль какой-либо шкалы, дѣленія которой соответствуютъ опредѣленнымъ приращеніямъ потока Φ , то очевидно подобная комбинація можетъ служить въ качествѣ измѣрителя магнитныхъ потоковъ вообще. Дѣйствительно, стоитъ только охватить контуромъ нашей цѣпи измѣряемый потокъ, тотчасъ же по перемѣщенію подвижной части измѣрителя мы опредѣлимъ величину этого потока. Таковъ принципъ устройства спеціального прибора, предназначеннаго для непосредственнаго измѣренія магнитныхъ потоковъ и потому называемаго *флюксометромъ* (отъ Flux — потокъ). Въ практическомъ осуществленіи приборъ этотъ напоминаетъ гальванометръ Деپرد'Арсонваля (см. § 27). Подвижная катушка, подвѣшенная между полюсами постояннаго магнита, играетъ роль той части цѣпи, которая своимъ передвиженіемъ возстановливаетъ величину магнитнаго потока, сдѣлывающагося съ контуромъ электрической цѣпи. Катушка эта подвѣшивается на тончайшей коконовой нити, крученіемъ которой можно совершенно пренебречь; токъ же подводится при посредствѣ двухъ тоже настолько тонкихъ металлическихъ ленточекъ, что направляющее дѣйствіе, вызываемое ихъ упругостью, практически неощутимо. Такимъ образомъ осуществля-

УДУНТ
(ИПБТ)

ются тѣ теоретическія условія, при которыхъ флюксометръ можетъ удовлетворительно работать. Отклоненія подвижной части прибора указываются особою стрѣлкой, прикрѣпленною къ катушкѣ и движущейся надъ шкалой съ дѣленіями.

46. Электродвижущая сила гальваническаго элемента.—До сихъ поръ мы имѣли дѣло лишь съ э.-д. силой индукціи. Но существуютъ еще и другія условія, при которыхъ возникаетъ э.-д. сила. Нѣкоторые изъ такихъ источниковъ э.-д. силы мы и укажемъ.

Какъ наиболѣе распространенный на практикѣ источникъ э.-д. силы, назовемъ прежде всего *гальваническій элементъ*. Онъ состоитъ изъ двухъ разнородныхъ проводниковъ, помѣщенныхъ въ жидкость, которую подбираютъ такимъ образомъ, чтобы она химически взаимодействовала хотя бы съ однимъ изъ двухъ проводниковъ—*электродовъ*, какъ ихъ обыкновенно называютъ. Въ качествѣ электродовъ чаще всего берутъ цинкъ и мѣдь или цинкъ и уголь, а въ качествѣ жидкости—растворы разныхъ кислотъ или солей. Благодаря соприкосновенію разнородныхъ тѣлъ, входящихъ въ составъ гальваническаго элемента, въ немъ развивается э.-д. сила. При введеніи элемента черезъ посредство электродовъ въ какую либо замкнутую цѣпь, въ этой послѣдней возникаетъ электрическій токъ со всѣми присущими ему и отчасти уже изученными нами свойствами. Энергія, которую электрическій токъ разноситъ при этомъ по всѣмъ частямъ цѣпи, черпается изъ запаса химической энергіи элемента. Эта энергія освобождается при химическихъ взаимодействіяхъ между электродами и жидкостью. Химическія же взаимодействія, повиди-

мому, являются и основной причиной возникновенія въ элементѣ э.-д. силы.

На рис. 74 представлена цѣпь со включеннымъ въ нее простѣйшимъ гальваническимъ элементомъ. Въ данномъ случаѣ онъ состоитъ изъ цинка (*Zn*) и мѣди (*Cu*), взятыхъ въ видѣ пластинокъ и погруженныхъ въ растворъ, напримѣръ, сѣрной кислоты. При этомъ въ цѣпи возбуждается токъ, который течетъ внутри элемента отъ цинка къ мѣди, а во внешней цѣпи отъ мѣди къ цинку.

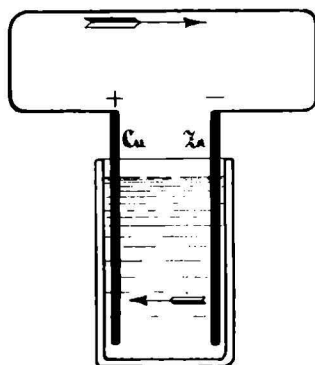


Рис. 74.

Обыкновенно тотъ электродъ или *полюсъ* элемента, отъ котораго токъ идетъ во внѣшнюю цѣпь, называютъ *положительнымъ* и обозначаютъ знакомъ (+), а полюсъ, къ которому онъ идетъ извнѣ, называютъ *отрицательнымъ* и обозначаютъ знакомъ (—). Во всѣхъ нормальныхъ типахъ элементовъ цинкъ служить отрицательнымъ полюсомъ.

На практикѣ часто пользуются такъ называемыми *вторичными элементами* или *аккумуляторами*. По идеѣ это тѣ же гальваническіе элементы, но они устроены такъ, что въ нихъ израсходованныя при химическихъ взаимодействіяхъ вещества не нужно замѣнять новыми, какъ приходится дѣлать въ обычныхъ гальваническихъ элементахъ, а эти вещества восстанавливаются вновь дѣйствіемъ электрическаго тока, возбуждаемаго другимъ генераторомъ. Этотъ процессъ восстановления называютъ *заряженіемъ аккумулятора*. Въ дальнѣйшемъ, въ главѣ объ электролизѣ, мы болѣе детально познакомимся съ характеромъ процессовъ, происходящихъ при заряденіи и разрядѣ аккумулятора.

47. Электродвижущая сила термоэлемента. — Опытъ показываетъ, что въ случаѣ замкнутой цѣпи, составленной изъ разнородныхъ твердыхъ проводниковъ, возникаетъ э.-д. сила и токъ, если только температуры мѣстъ соединенія этихъ проводниковъ другъ съ другомъ или, какъ говорятъ, температуры спаевъ неодинаковы. Пока температуры спаевъ тождественны, тока въ цѣпи при прочихъ равныхъ условіяхъ не наблюдается. Такимъ образомъ основной причиной появленія э.-д. силы и тока надо считать нѣкоторыя особенности тепловаго состоянія данной сложной цѣпи и потому э.-д. силу и токъ въ этомъ случаѣ принято называть *термоэлектродвижущей силой* и *термоэлектрическимъ токомъ*, а самую комбинацію разнородныхъ проводниковъ — *термоэлементомъ*. Разсмотримъ простѣйшую комбинацію этого рода — термоэлементъ, состоящій, напримѣръ, изъ мѣди и желѣза, спаянныхъ въ точкахъ *A* и *B* (рис. 75). Въ то время какъ спай *B* находится при температурѣ окружающей атмосферы, спай *A* нагревается до болѣе высокой температуры при помощи соответствующаго приспособленія. Возникающій при этомъ въ цѣпи токъ проходитъ черезъ нагрѣтый спай по направленію отъ мѣди къ желѣзу. На этомъ основаніи говорятъ, что мѣдь *отрицательна* по отношенію къ желѣзу, а желѣзо *положительно* по отношенію къ мѣди.

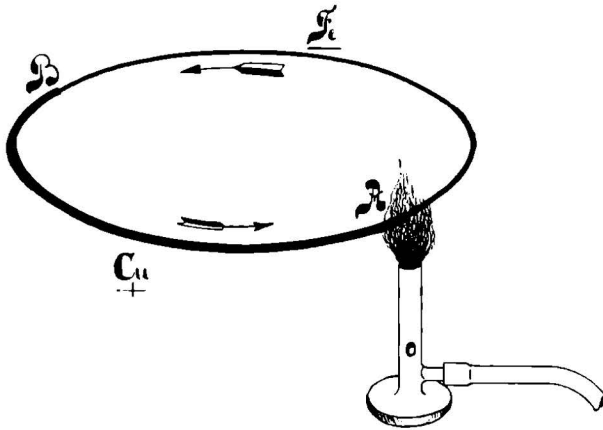


Рис. 75.

Въ нижеслѣдующей таблицѣ каждый металлъ отрицателенъ по отношенію къ тѣмъ, которые за нимъ слѣдуютъ, и положителенъ относительно предшествующихъ:

Висмутъ	Марганецъ	Золото
Никкель	Серебро	Цинкъ
Платина	Олово	Желѣзо
Палладій	Свинецъ	Мышьякъ
Кобальтъ	Мѣдь	Сюръма.

Термоэлектродвижушія силы всегда очень слабы. Тѣмъ не менѣе, такъ какъ сопротивление термоэлектрическихъ элементовъ или паръ, состоящихъ изъ однихъ металловъ, можетъ быть сдѣлано весьма малымъ, они могутъ давать сильные токи. Такъ элементъ висмутъ-мѣдь, нагрѣваемый у одного изъ спаевъ, сильно отклоняетъ магнитную стрѣлку, помѣщенную внутри элемента (рис. 76).

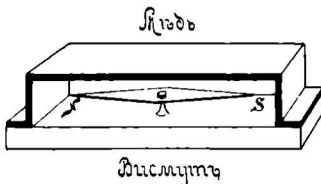


Рис. 76.

Такъ какъ многія термоэлектрическія пары въ извѣстныхъ предѣлахъ разности температуръ спаевъ даютъ э.-д. силу прямо-пропорціональную этой разности, то ихъ нерѣдко примѣняютъ на практикѣ для измѣренія температуръ. О величинѣ э.-д. силы судятъ обыкновенно по силѣ тока въ цѣпи, въ составъ которой для этой цѣли вводятъ чувствительный гальванометръ. Одинъ изъ спаевъ примѣняемой для измѣренія пары держатъ

при постоянной температурѣ, напримѣръ при температурѣ таянія льда, а другому сообщаютъ измѣряемую температуру. Ясно конечно, что гальванометръ долженъ быть сначала проградуированъ «на температуру». Для этого сообщаютъ нагрѣваемому спаю заранѣе извѣстную температуру и наблюдаютъ соответствующее отклоненіе гальванометра. Рядъ такихъ предварительныхъ наблюденій позволяетъ установить температурную цѣну каждаго дѣленія шкалы гальванометра.

48. Внешняя электродвижущая сила, дѣйствующая между концами участка электрической цѣпи. — Не ставя своею цѣлью въ этомъ курсѣ ознакомленіе со всѣми открытыми до настоящаго времени видами э.-д. силы, мы закончимъ нашъ перечень э.-д. силъ разсмотрѣніемъ одного общаго и весьма важнаго случая. Представимъ себѣ нѣкоторый проводникъ AB (рис. 77), входящій въ составъ замкнутой цѣпи, по которой идетъ электрической токъ. Пусть токъ направленъ отъ A къ B . При этомъ

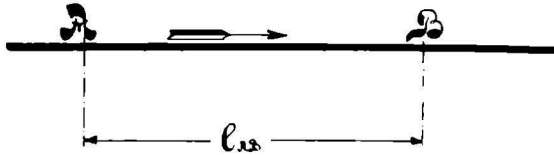


Рис. 77.

никакихъ источниковъ э.-д. силы мы не помещаемъ на участкѣ AB . Они вынесены наружу и находятся въ другихъ частяхъ цѣпи. Сосредоточимъ теперь наше вниманіе исключительно на участкѣ AB . Повторяемъ: между точками A и B не введено никакихъ источниковъ э.-д. силы. Тѣмъ не менѣе въ проводникѣ между этими точками протекаетъ нѣкоторый процессъ, опредѣленнымъ образомъ направленный. Этого не могло бы произойти, если бы точки A и B были въ абсолютно тождественныхъ условіяхъ, подобныхъ, напримѣръ, тѣмъ, въ которыхъ находятся концы отрѣзка проволоки, совершенно выдѣленного и не приходящаго ни съ чѣмъ въ соприкосновеніе. Слѣдовательно, въ случаѣ электрическаго тока, идущаго отъ точки A къ точкѣ B , мы должны допустить, что эти точки обладаютъ какими-то различными свойствами, что состоянія точекъ A и B не тождественны. Это различіе въ состояніяхъ точекъ A и B , очевидно, и является причиною существованія тока на участкѣ AB . Что это дѣйствительно такъ, въ этомъ

нетрудно убѣдиться изъ непосредственнаго опыта. Возьмемъ, на примѣръ, и изогнемъ проводникъ AB такъ, чтобы точка A пришла въ соприкосновеніе съ точкою B . Тѣсное сближеніе этихъ точекъ повлечетъ за собою уравненіе ихъ состояній и въ то же время токъ на участкѣ AB прекратится. Итакъ, различіе въ состояніяхъ точекъ A и B представляетъ собою э.-д. силу, дѣйствующую на участкѣ AB . Обозначимъ ее черезъ e_{AB} . Конечно эта э.-д. сила e_{AB} сама по себѣ немыслима. Она есть результатъ существованія основной э. д. силы, источникъ которой—динамомашина, гальваническій элементъ и т. п.—находится гдѣ-нибудь въ другой части цѣпи. Все происходитъ такъ, какъ будто бы основная э.-д. сила, дѣйствующая въ нашей замкнутой цѣпи, разбивается на отдѣльныя части, каждая изъ которыхъ служитъ для преодо-

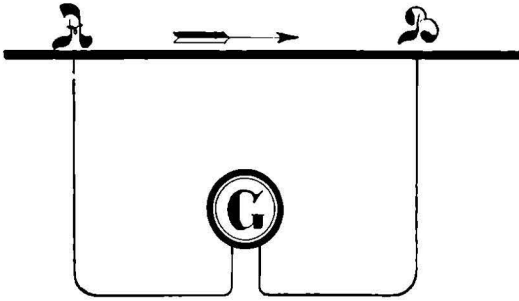


Рис. 78.

лѣнія сопротивленій отдѣльныхъ участковъ цѣпи; однимъ изъ нихъ является и рассматриваемый участокъ AB . Въ этомъ смыслѣ можно считать э.-д. силу e_{AB} частью основной э.-д. силы. Мы видимъ такимъ образомъ, что

e_{AB} представляетъ собою, собственно говоря, *внѣшнюю электродвижущую силу, дѣйствующую между точками A и B .*

Съ внѣшнею э.-д. силой не слѣдуетъ смѣшивать тѣхъ *внутреннихъ электродвижущихъ силъ*, которыя могли бы оказаться въ предѣлахъ рассматриваемаго участка цѣпи, если бы мы ввели сюда, на примѣръ, динамомашину или гальваническій элементъ.

Можно слѣдующимъ опытомъ убѣдиться въ томъ, что между точками A и B нашей электрической цѣпи дѣйствуетъ э.-д. сила e_{AB} . Не мѣняя ничего въ системѣ, приключимъ къ точкамъ A и B проводникъ съ гальванометромъ G (рис. 78). При этомъ черезъ гальванометръ пройдетъ токъ, что мы обнаружимъ по отклоненію гальванометра. Такимъ образомъ э.-д. сила e_{AB} проявляется въ возбужденіи электрическаго тока не только въ участкѣ AB нашей цѣпи, но и въ любой параллельной вѣтви, приключенной къ точкамъ A и B .

УДУНТ
(ИПБТ)

Съ цѣлью лучшаго уясненія всего сказаннаго объ э.-д. силѣ e_{AB} полезно остановиться на одной аналогіи. Вообразимъ себѣ нѣкоторый замкнутый трубопроводъ, по которому циркулируетъ какая-либо жидкость (напр. вода) благодаря дѣйствию насоса. Выдѣлимъ нѣкоторый участокъ AB этого трубопровода (рис. 79). Ясно конечно, что основной причиной, возбуждающей теченіе жидкости, является дѣйствию насоса, находящагося внѣ участка AB . Но отвлекаясь отъ всей системы и рассматривая только этотъ участокъ, мы должны сказать, что теченіе жидкости между точками A и B обусловливается нѣкоторою причиной,

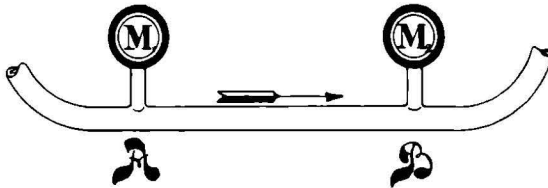


Рис. 79.

дѣйствующей именно на этомъ участкѣ. Причина эта есть разность состояній точекъ A и B , именно разность давленій въ этихъ точкахъ, въ существованіи которой легко убѣдиться при помощи манометровъ M_1 и M_2 , присоединяемыхъ для этой цѣли къ трубѣ въ точкахъ A и B . Эта разность давленій представляетъ собою часть полного давленія, развиваемаго насосомъ,— часть, идущую на преодоленіе сопротивленія участка AB . Итакъ, въ этой гидродинамической аналогіи разность давленій между точками A и B —«вододвижущая» сила между этими точками—соотвѣтствуетъ внѣшней э.-д. силѣ между точками A и B въ цѣпи тока (рис. 77 и 78).

ГЛАВА ПЯТАЯ.

Работа электрического тока.

49. Выводъ основного выраженія для работы тока.—Представимъ себѣ электрическую цѣпь $ABCD$ (рис. 80), которая подѣ дѣйствіемъ внѣшней механической силы f' движется съ постоянною скоростью u такимъ образомъ, что прямолинейный участокъ этой цѣпи AB перерѣзываетъ однородное магнитное поле, исходящее, на примѣръ, изъ сѣвернаго полюса нѣкотораго магнита.

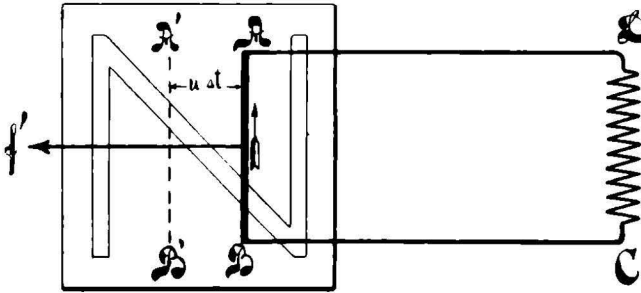


Рис. 80.

Допустимъ далѣе, что участокъ цѣпи AB , направленіе однороднаго поля и направленіе движенія или направленіе внѣшней механической силы f' взаимно перпендикулярны. Ясно, конечно, что въ проводникѣ AB будетъ индуцироваться э.-д. с., которая въ настоящемъ случаѣ и является причиною возникновенія въ цѣпи тока. При этомъ направленіе э.-д. силы и тока будетъ отъ B къ A (см. правило Сильвануса Томпсона). Такъ какъ магнитное поле однородно и кромѣ того:

$$u = \text{const.},$$

то очевидно э.-д. с. и сила тока должны быть постоянны.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Разсмотримъ теперь работу того внѣшняго дѣятеля, который развиваетъ силу f' , приводящую нашу цѣпь въ движеніе, и благодаря которому возникаетъ въ цѣпи электрической токъ. Предположимъ, что въ разсматриваемомъ случаѣ среда не оказываетъ никакого сопротивленія движенію. Въ такомъ случаѣ вся сила f' идетъ на преодоленіе противодействующей движенію электромагнитной силы f , которая будетъ направлена обратно силѣ f' , т. е. слѣва направо. Между этими силами, очевидно, должно существовать такое соотношеніе:

$$f' = -f.$$

Если B есть магнитная индукція въ нашемъ однородномъ полѣ, l —длина участка AB , а i —сила постоянного тока, то величина электромагнитной силы выразится такъ (см. § 34):

$$f = Bli$$

и слѣдовательно:

$$f' = -Bli.$$

Обозначимъ работу внѣшняго дѣятеля за элементарный промежутокъ времени Δt черезъ ΔA . За это время проводникъ AB перемѣстится въ положеніе $A'B'$ и величина перемѣщенія будетъ $u \cdot \Delta t$. Въ виду этого можемъ написать:

$$\begin{aligned} \Delta A &= f' \cdot u \cdot \Delta t = \\ &= -Bli u \cdot \Delta t = \\ &= (-Blu) \cdot i \cdot \Delta t. \end{aligned}$$

Произведеніе трехъ множителей, выдѣленное въ скобки, имѣетъ вполне опредѣленный физическій смыслъ. Дѣйствительно, lu есть поверхность, которая была бы образована движеніемъ проводника AB въ теченіе одной секунды, а Blu представляетъ собою магнитный потокъ, который былъ бы пересѣченъ проводникомъ AB за то же время. Такъ какъ кромѣ того:

$$u = \text{const},$$

то Blu есть скорость равномернаго пересѣченія магнитнаго потока проводникомъ AB , и мы можемъ написать:

$$\frac{d\Phi}{dt} = Blu.$$

Слѣдовательно:

$$\begin{aligned} -Blu &= -\frac{d\Phi}{dt} = \\ &= e; \end{aligned}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

другими словами, выраженіе, выдѣленное въ скобки, представляет собой э.-д. силу. Такимъ образомъ, соотношеніе для работы внѣшняго дѣятеля принимает видъ:

$$\Delta A = ei \cdot \Delta t.$$

Въ случаѣ постоянныхъ э.-д. силы и тока, для любого промежутка времени можемъ написать:

$$A = eit.$$

Такъ выражается работа внѣшняго дѣятеля, работа, пошедшая исключительно на созданіе электрическаго тока, ибо при этомъ никакихъ сопротивленій матеріальнаго характера не приходилось преодолевать. Слѣдовательно, эта работа должна была цѣликомъ превратиться въ энергію электрическаго тока, за счетъ которой токъ совершаетъ въ цѣпи разнаго рода работу: нагрѣваніе проводниковъ, вращеніе включенныхъ въ цѣпь электродвигателей и т. п.

Итакъ, *работа электрическаго тока выражается произведеніемъ электродвижущей силы, силы тока и времени.*

Въ случаѣ постоянныхъ э.-д. силы и тока мы за любой промежутокъ времени выражаемъ работу тока слѣдующимъ образомъ:

$$A = eit.$$

Въ случаѣ же какъ угодно измѣняющихся э.-д. силы и тока мы можемъ написать аналогичное соотношеніе для безконечно малаго промежутка времени:

$$dA = ei \cdot dt.$$

50. Единицы работы тока.—Если мы будемъ измѣрять э.-д. силу, силу тока и время въ абсолютныхъ единицахъ, то очевидно работа тока выразится въ эргахъ. Если же э.-д. сила и токъ измѣряются практическими электромагнитными единицами, то для того, чтобы работа тока опять же выразилась въ эргахъ, надо имѣть въ виду слѣдующія соотношенія:

$$1 \text{ вольтъ} = 10^8 \text{ абс. эл.-магн. ед.}$$

$$1 \text{ амперъ} = 10^{-1} \text{ абс. эл.-магн. ед.}$$

Слѣдовательно имѣемъ:

$$A = (e \cdot 10^8) \cdot (i \cdot 10^{-1}) \cdot t = \\ = eit \cdot 10^7 \text{ эрговъ.}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

За практическую единицу работы тока принимаютъ какъ разъ 10^7 эрговъ и называютъ ее *джулемъ*. Такимъ образомъ:

$$A = eit \text{ джулей.}$$

Если положимъ:

$$e = 1 \text{ вольту,}$$

$$i = 1 \text{ амперу,}$$

$$t = 1 \text{ секундѣ,}$$

то получаемъ:

$$A = 1 \text{ джулю.}$$

Итакъ, *джуль есть работа электрическаго тока за время, равное одной секундѣ, при электродвижущей силѣ въ одинъ вольтъ и при силѣ тока въ одинъ амперъ.*

Въ виду этого можно сказать, что джуль есть вольтъ-амперъ-секунда.

Джуль составляетъ около 0,102 килограмметра.

51. Второе опредѣленіе единицы электродвижущей силы.—Въ выраженіи для работы тока произведеніе it представляетъ собою не что иное, какъ количество электричества, протекшее по цѣпи за время совершенія работы. Обозначая это количество электричества черезъ q , можемъ слѣдовательно написать:

$$q = it.$$

Произведя соотвѣтствующую замѣну въ выраженіи для работы тока, получаемъ:

$$A = eq,$$

т. е. *работа электрическаго тока выражается произведеніемъ электродвижущей силы на количество электричества, протекшее по цѣпи за время совершенія работы.*

На основаніи этого имѣемъ:

$$e = \frac{A}{q}.$$

Такимъ образомъ, *электродвижущая сила, дѣйствующая въ нѣкоторой цѣпи, измѣряется производимую ею работой за время прохожденія по цѣпи единицы количества электричества.*

УДУНТ
(ИПБТ)

И если положимъ что:

$$A = 1 \text{ джоулю,}$$

$$q = 1 \text{ кулону,}$$

то очевидно:

$$e = 1 \text{ вольту.}$$

Итакъ, *вольтъ есть электродвижущая сила, совершающая работу въ одинъ джоуль при прохожденіи по цѣпи одного кулона электричества.*

Это второе опредѣленіе единицы э.-д. силы (ср. § 42) болѣе обще въ томъ смыслѣ, что въ основаніе его положено явленіе, имѣющее мѣсто совершенно независимо отъ того, какова природа э.-д. силы, и потому оно можетъ оказаться полезнымъ при изслѣдованіи э.-д. силъ иныхъ, чѣмъ э.-д. сила индукціи.

ГЛАВА ШЕСТАЯ.

Разность потенциаловъ (Напряженіе).

52. Потенціалъ.—Примѣнимъ результаты, къ которымъ мы пришли въ предыдущемъ §, къ изслѣдованію внѣшней э.-д. силы, дѣйствующей на нѣкоторомъ участкѣ электрической цѣпи. Очевидно, эта э.-д. сила измѣряется тою работою, которую она производитъ на данномъ участкѣ при прохожденіи по цѣпи одного кулона электричества.

Представимъ себѣ теперь нѣкоторую замкнутую цѣпь (рис. 81), въ которой возбуждается токъ динамомашиною D , напримѣръ. Допустимъ при этомъ, что никакихъ другихъ основныхъ э.-д.

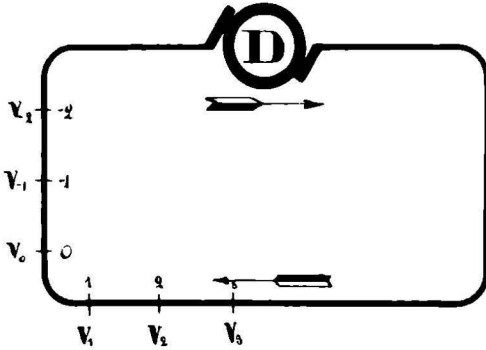


Рис. 81.

силъ въ цѣпь не включено и что, слѣдовательно, э.-д. сила, дѣйствующая на каждомъ отдѣльномъ участкѣ цѣпи внѣ динамашины, есть внѣшняя э.-д. сила. Допустимъ далѣе, что токъ течетъ въ направленіи, показанномъ стрѣлками, т. е. послѣдовательно протекаетъ черезъ точки, обозначенныя знаками 3, 2, 1, 0, —1, —2. Какъ было выяснено въ § 48, внѣшнюю э.-д. силу, дѣйствующую между любыми двумя этими точками, можно представить себѣ въ видѣ разности состояній данныхъ точекъ. Повторяемъ, здѣсь играетъ роль разность состояній, а не абсолютныя вели-

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

чины, которыми мы могли бы характеризовать эти состоянія. Такъ какъ къ тому же мы не имѣемъ никакихъ основаній, чтобы судить объ абсолютныхъ размѣрахъ этихъ величинъ, то обыкновенно принимаютъ совершенно условно, что состояніе нѣкоторой опредѣленной точки характеризуется нулемъ. Пусть въ нашемъ случаѣ точка O будетъ такой нулевой точкой. Будемъ теперь сравнивать съ нею состоянія другихъ точекъ электрической цѣпи; другими словами, будемъ разсматривать внѣшнія э.-д. силы на участкахъ $(3, 0)$, $(2, 0)$ и т. д. Сохраняя обозначенія § 48, можемъ написать:

$$e_{3,0} = \frac{A_{3,0}}{q}.$$

Послѣднее отношеніе называется *потенціаломъ точки 3* и обозначается знакомъ V_3 . Такимъ образомъ имѣемъ:

$$e_{3,0} = \frac{A_{3,0}}{q} = V_3$$

Потенціаломъ точки 3, слѣдовательно, характеризуется величина э.-д. силы между этой точкой и точкой нулевой. Его же можно разсматривать и какъ характеристику состоянія точки 3. Аналогичныя соотношенія можемъ написать и для другихъ точекъ:

$$e_{2,0} = \frac{A_{2,0}}{q} = V_2$$

$$e_{1,0} = \frac{A_{1,0}}{q} = V_1$$

и т. д.

Ясно, что величина потенциала нѣкоторой точки будетъ становиться все меньше и меньше по мѣрѣ приближенія этой точки къ нулевой точкѣ O , ибо при этомъ должна становиться все меньше и меньше работа A . Въ предѣлѣ, когда эти точки сольются, потенциалъ сдѣлается равнымъ нулю, ибо работа на участкѣ, длина котораго есть нуль, должна быть также равна нулю. Слѣдовательно:

$$V_0 = 0,$$

т. е. потенциалъ нулевой точки есть нуль и, собственно говоря, то условіе, которое мы дѣлаемъ относительно точки O , заключается именно въ томъ, что мы принимаемъ ея потенциалъ равнымъ нулю.

Итакъ, потенциалъ нѣкоторой точки равенъ работѣ, совершаемой внешней электродвижущей силой при переходѣ единицы количества электричества на участкѣ отъ данной точки до другой, потенциалъ которой условно принять равнымъ нулю.

53. Разность потенциаловъ (напряжение).—Продолжая изслѣдование цѣпи, представленной на рисункѣ 81, мы можемъ написать, на примѣръ, для участка (3,1):

$$\begin{aligned} e_{3,1} &= \frac{A_{3,1}}{q} = \\ &= \frac{A_{3,0} - A_{1,0}}{q} = \\ &= \frac{A_{3,0}}{q} - \frac{A_{1,0}}{q}, \end{aligned}$$

такъ какъ, очевидно, работа э.-д. силы на участкѣ (3,1) будетъ разностью работъ на участкахъ (3,0) и (1,0). На основаніи предыдущаго:

$$\frac{A_{3,0}}{q} = V_3$$

и

$$\frac{A_{1,0}}{q} = V_1.$$

Слѣдовательно:

$$e_{3,1} = V_3 - V_1,$$

т. е. *внѣшняя электродвижущая сила на участкѣ цѣпи между какими-нибудь двумя точками равна разности потенциаловъ между этими точками.*

Въ то же время изъ предыдущаго вытекаетъ, что *разность потенциаловъ между двумя точками представляетъ собою работу, совершаемую внешнею электродвижущей силой при переходѣ единицы количества электричества отъ одной точки до другой.*

Въ виду тождественности понятій: «внѣшняя э.-д. сила на участкѣ цѣпи между двумя точками» и «разность потенциаловъ между двумя точками», практически весьма часто пользуются терминомъ «разность потенциаловъ», выражая конечно ее въ тѣхъ же единицахъ, что и э.-д. силу, т. е. въ вольтахъ. Такимъ образомъ, *разность потенциаловъ между двумя точками равна одному вольту, если внѣшняя электродвижущая сила со-*

вершаетъ работу въ одинъ джоуль при перенесеніи одного кулона электричества отъ одной точки до другой.

Иногда разность потенціаловъ между двумя точками называютъ *напряженіемъ* между этими точками.

Обращаясь опять къ схемѣ, представленной на рисунокѣ 81, мы можемъ написать слѣдующій рядъ соотношеній, вытекающихъ изъ всего предыдущаго:

$$\begin{aligned} V_3 &> V_2 \\ V_2 &> V_1 \\ V_1 &> V_0 \\ V_0 &> V_{-1} \\ V_{-1} &> V_{-2} \end{aligned}$$

и т. д.

Такъ какъ при этомъ:

$$V_0 = 0,$$

то слѣдовательно:

$$\begin{aligned} V_3 &> 0 \\ V_2 &> 0 \\ V_1 &> 0 \end{aligned}$$

и въ то же время:

$$\begin{aligned} V_{-1} &< 0 \\ V_{-2} &< 0 \end{aligned}$$

Изъ этихъ соотношеній вытекаетъ прежде всего, что, *если на данномъ участкѣ цѣпи отсутствуютъ какія либо внутреннія э.-д. силы, то электрическій токъ всегда течетъ отъ мѣстъ высшаго потенціала къ мѣстамъ низшаго.*

Далѣе мы видимъ, что потенціалъ точки можетъ быть какъ положительнымъ, такъ и отрицательнымъ. Потенціалъ точки будетъ положительнымъ, если при отсутствіи внутреннихъ э.-д. силъ токъ течетъ отъ данной точки къ точкѣ нулевого потенціала, и обратно потенціалъ точки отрицателенъ, если при тѣхъ же условіяхъ токъ течетъ отъ точки нулевого потенціала къ данной точкѣ.

54. Измѣреніе разности потенціаловъ. Вольтметръ.— Такъ какъ разность потенціаловъ обычно выражаютъ въ вольтахъ, то приборы, предназначенные для измѣренія ея, называются *вольтметрами*. Наиболѣе распространенный методъ, примѣняемый при измѣреніяхъ подобнаго рода, состоитъ въ слѣдующемъ. Между двумя точками электрической цѣпи, разность потенціала

ловъ которыхъ желаютъ опредѣлить, напримѣръ между точками A и B , включаютъ параллельно главной цѣпи отвлѣтвленіе (рис. 82). При этомъ электрическое сопротивление отвлѣтвленія дѣлаютъ по возможности большимъ съ тою цѣлью, чтобы по нему могъ при данныхъ условіяхъ пройти сравнительно ничтожный по силѣ токъ и чтобы такимъ образомъ присоединеніе этого отвлѣтвленія неизмѣнило замѣтно общихъ условій въ нашей главной цѣпи. Благодаря этому измѣряемая разность потенциаловъ $V_A - V_B$ практически остается тою же послѣ присоединенія отвлѣтвленія, какъ и до того.

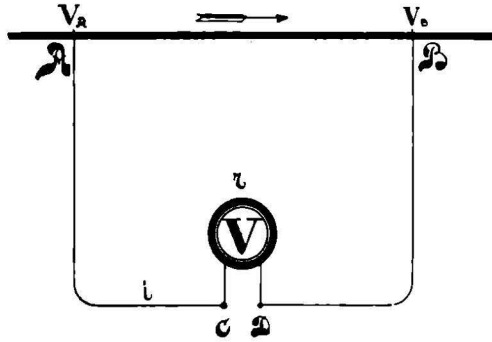


Рис. 82.

Если теперь обозначимъ черезъ i силу тока въ отвлѣтвленіи, а черезъ r —его электрическое сопротивление, то на основаніи закона Ома, который очевидно долженъ быть справедливъ и въ настоящемъ случаѣ, можемъ написать:

$$i = \frac{e_{AB}}{r} = \frac{V_A - V_B}{r}$$

Отсюда имѣемъ:

$$V_A - V_B = ri,$$

т. е. при неизмѣнномъ сопротивленіи r разность потенциаловъ между точками A и B прямо-пропорціональна силѣ тока, протекающаго черезъ отвлѣтвленіе. Если, слѣдовательно, помѣстить въ этомъ отвлѣтвленіи чувствительный приборъ типа гальванометра, то его отклоненія, позволяющія судить о силѣ протекающаго черезъ него тока, дадутъ возможность судить также и о величинѣ разности потенциаловъ между точками A и B . И если только шкала прибора предварительно проградуирована такъ, чтобы дѣленія ея строго соответствовали опредѣленнымъ разностямъ потенциаловъ, мы и получаемъ вольтметръ. На рисункѣ 82 онъ обозначенъ буквою V . Обычно всѣ вольт-

УДУНТ
(ИПБТ)

метры, служащие для измѣреній по описанному методу, строятся въ общемъ такъ же, какъ и амперметры, но только при этомъ принимаются спеціальныя мѣры къ тому, чтобы электрическое сопротивленіе прибора было достаточно велико. Весьма распространены, напримѣръ, вольтметры типа, изображеннаго схематически на рисункѣ 60, т. е. типа гальванометра Дебре-д'Арсонваля. Такъ какъ обыкновенно оказывается, что сопротивленіе обмотки прибора сравнительно невелико, то приходится присоединять къ нему добавочное сопротивленіе, состоящее изъ тонкой изолированной проволоки, намотанной на катушки или на особую неподвижную раму. Въ огромномъ большинствѣ случаевъ это добавочное сопротивленіе по размѣрамъ невелико; поэтому его принято помѣщать внутри самого прибора, и тогда зажимы вольтметра (*C* и *D* на рис. 82) присоединяютъ къ двумъ изслѣдуемымъ точкамъ цѣпи при помощи проводниковъ, сопротивленіемъ которыхъ можно пренебречь.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ.

Мощность электрическаго тока.

55. Выводъ выраженія для мощности тока.—Мощность вообще представляет собою скорость совершенія работы и, въ частномъ случаѣ, мощность электрическаго тока есть скорость, съ которою токъ совершаетъ въ цѣпи разнаго рода работу. Слѣдовательно, мощность тока измѣряется работою, совершаемою въ одну секунду, при условіи, конечно, неизмѣняемости общихъ условій. Такимъ образомъ въ случаѣ постояннаго тока, когда работа выражается соотношеніемъ:

$$A = eit,$$

получаемъ, обозначая мощность черезъ W :

$$W = \frac{A}{t} = ei.$$

Такое же выраженіе для мощности мы получаемъ и въ самомъ общемъ случаѣ, когда и э.-д. сила, и токъ измѣняются по какому угодно закону. Дѣйствительно, въ этомъ случаѣ работа тока за бесконечно малый промежутокъ времени равна:

$$dA = ei \cdot dt.$$

Отсюда имѣемъ, согласно опредѣленію:

$$W = \frac{dA}{dt} = ei.$$

Итакъ, *мощность электрическаго тока выражается произведеніемъ электродвижущей силы и силы тока.*

Примѣняя соотношенія для работы и мощности тока къ участку цѣпи, по которому течетъ токъ i подъ вліяніемъ разности потенциаловъ $V_1 - V_2$, можно написать:

$$\begin{aligned} A &= e i t = \\ &= (V_1 - V_2) i t; \\ W &= e i = \\ &= (V_1 - V_2) i. \end{aligned}$$

56. Единицы мощности тока и связанныя съ ними единицы работы.—Если мы будемъ выражать э.-д. силу и силу тока въ абсолютныхъ электромагнитныхъ единицахъ, то очевидно получимъ мощность тока, выраженную въ единицахъ системы CGS, т. е. въ эргахъ въ секунду. Если же воспользуемся для измѣренія э.-д. силы и тока практическими единицами—вольтомъ и амперомъ, то можемъ написать (см. § 50):

$$\begin{aligned} W &= \frac{A}{t} = \\ &= e \cdot i \cdot 10^7 \frac{\text{эргъ}}{\text{сек.}} = \\ &= e i \frac{\text{джуль}}{\text{сек.}}. \end{aligned}$$

Такимъ образомъ въ этомъ случаѣ мощность выражается въ джуляхъ въ секунду. Въ системѣ практическихъ электромагнитныхъ единицъ мощность равная одному джолю въ секунду называется *ваттомъ*. Слѣдовательно имѣемъ:

$$W = e i \text{ ваттовъ.}$$

Полагая:

$$\begin{aligned} e &= 1 \text{ вольту,} \\ i &= 1 \text{ амперу,} \end{aligned}$$

получаемъ:

$$W = 1 \text{ ватту,}$$

т. е. *ваттъ есть мощность тока въ одинъ амперъ при электродвижущей силѣ въ одинъ вольтъ.*

Исходя изъ основного соотношенія между работой и мощностью:

$$A = W \cdot t,$$

можно сказать, что джоуль есть ваттъ-секунда.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Такъ какъ:

$$1 \text{ джюль} = 0,102 \text{ килограмметра,}$$

то:

$$1 \text{ ваттъ} = 0,102 \frac{\text{килограмметръ}}{\text{секунда}}.$$

Такъ какъ, кромѣ того, лошадиная сила представляетъ собою мощность равную 75 килограмметрамъ въ секунду, то слѣдовательно:

$$1 \text{ л. с.} = \frac{75}{0,102} = 736 \text{ ваттамъ.}$$

Въ электротехнической промышленности кромѣ ватта часто примѣняются еще слѣдующія единицы мощности:

$$\text{гектоваттъ} = 100 \text{ ваттамъ,}$$

$$\text{киловаттъ} = 1000 \text{ ваттамъ.}$$

Принимая за единицу времени часъ, получаемъ слѣдующія производныя единицы работы:

$$\text{гектоваттъ-часъ,}$$

$$\text{киловаттъ-часъ.}$$

Ясно конечно, что:

$$1 \text{ киловаттъ-часъ} = 3\,600\,000 \text{ джулей.}$$

57. Измѣреніе мощности тока. Ваттметръ.—Для измѣренія мощности, поглощаемой нѣкоторою частью электрической цѣпи, напримѣръ тѣмъ или инымъ приемникомъ электрической энергіи, примѣняются приборы, называемые *ваттметрами*. На рисункѣ 83

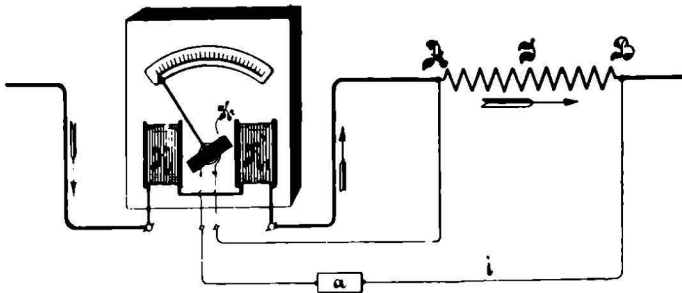


Рис. 83.

показаны схематически устройство ваттметра и способ присоединения его къ приемнику. Допустимъ, что *А* и *В* представляютъ собою зажимы приемника, въ которомъ расходуется электрическая мощность, подлежащая измѣренію. Последова-

тельно съ этимъ пріемникомъ включается въ цѣпь неподвижная обмотка ваттметра, состоящая изъ катушки, раздѣляемой обыкновенно по чисто конструктивнымъ соображеніямъ на двѣ части K_1 и K_1' . По этой катушкѣ, слѣдовательно, проходитъ полностью токъ I , питающій пріемникъ AB . Такимъ образомъ внутри неподвижной катушки создается магнитное поле. Въ этомъ полѣ помѣщается подвижная катушка K_2 , состоящая изъ большого числа витковъ тонкой изолированной проволоки. Въ общемъ катушка K_2 устроена и удерживается въ пространствѣ совершенно подобно подвижной катушкѣ амперметра типа Дебрэ-Д'Арсонваля (см. § 36). Только въ случаѣ ваттметра отсутствуютъ какія бы то ни было желѣзныя части. Подвижная катушка K_2 приключается къ зажимамъ пріемника, точкамъ A и B , т. е. такъ же, какъ если бы эта катушка представляла собою вольтметръ. Такъ какъ сопротивленіе ея невелико, то обычно въ цѣпь отвѣтвленія вводятъ еще добавочное сопротивление a , благодаря которому токъ въ отвѣтвленіи, обозначимъ силу его черезъ i , ничтожно малъ по сравненію съ токомъ I , протекающимъ черезъ пріемникъ. Цѣль этого та же, что и въ случаѣ вольтметра. Въ виду малости тока i можно принять съ достаточною для практики точностью, что полная сила тока, протекающаго черезъ неподвижную катушку K_1, K_1' , есть какъ разъ I . Въ такомъ случаѣ можно сказать, что сила магнитнаго поля внутри неподвижной катушки прямо-пропорціональна силѣ тока I . Слѣдовательно, электромагнитныя силы, съ которыми взаимодействуютъ катушки съ токами I и i , должны быть прямо-пропорціональны произведенію этихъ силъ токовъ. Обозначая моментъ электромагнитной пары силъ, стремящихся повернуть катушку K_2 , черезъ p , можемъ написать:

$$p = c_1 I i,$$

гдѣ c_1 есть нѣкоторый коэффициентъ пропорціональности, зависящій отъ геометрическихъ размѣровъ катушекъ и ихъ взаимнаго расположенія. Въ то же время, согласно закону Ома, можемъ слѣдующимъ образомъ выразить силу тока i :

$$i = \frac{V_A - V_B}{r},$$

гдѣ r есть полное сопротивленіе отвѣтвленія, приключеннаго къ

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

точкамъ A и B . Подставляя это въ выраженіе для момента, получаемъ:

$$\begin{aligned} p &= c_1 I \frac{V_A - V_B}{r} = \\ &= \frac{c_1}{r} I (V_A - V_B). \end{aligned}$$

Принимая затѣмъ во вниманіе, что:

$$I (V_A - V_B) = W,$$

имѣемъ:

$$p = \frac{c_1}{r} W.$$

Отсюда:

$$\begin{aligned} W &= \frac{r}{c_1} p = \\ &= c_2 p. \end{aligned}$$

Такимъ образомъ, мощность, поглощаемая въ пріемникѣ AB , вполне опредѣляется величиною момента пары силъ, выводящихъ изъ нормальнаго положенія подвижную часть ваттметра. Но этотъ моментъ въ свою очередь вполне опредѣляется величиною произведеннаго имъ отклоненія подвижной части, т. е. положеніемъ стрѣлки на шкалѣ прибора. Слѣдовательно, каждому дѣленію шкалы ваттметра соответствуетъ нѣкоторая совершенно опредѣленная мощность. И если цѣла каждаго дѣленія опредѣлена предварительнымъ градуированіемъ, то приборъ можетъ служить для измѣренія мощностей.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

ГЛАВА ВОСЬМАЯ.

Электрическое сопротивление и законы распределенія токовъ.

58. Законъ Ома въ общемъ случаѣ.—Зависимость между силой тока, э.-д. силой и сопротивленіемъ цѣпи, выражающаяся въ законѣ Ома (см. § 20), имѣетъ мѣсто всегда, какова бы ни была природа э.-д. силъ, возбуждающихъ электрическій токъ, и каковы бы ни были тѣ проводники, изъ которыхъ составлена электрическая цѣпь.

Практически можетъ случиться и часто это бываетъ, что въ данной цѣпи дѣйствуетъ не одна опредѣленная э.-д. сила, но цѣлый рядъ различныхъ э.-д. силъ. Однѣ изъ нихъ являются активными, т. е. онѣ именно и возбуждаютъ токъ въ дѣйствительности существующій. Мы будемъ считать эти э.-д. силы положительными. Другія э.-д. силы иногда противодѣйствуютъ первымъ, сопротивляются теченію электричества въ направленіи, опредѣляемомъ первыми, которымъ приходится преодолевать эти *обратныя электродвижущія силы*. Ясно конечно, что обратныя э.-д. силы поглащаютъ собою часть активныхъ, положительныхъ э.-д. силъ и, такимъ образомъ, только разность между ними можно разсматривать, какъ причину возбуждающую токъ и преодолевающую сопротивление цѣпи. Если приписать обратнымъ э.-д. силамъ знакъ минусъ, т. е. считать ихъ отрицательными, то очевидно результирующую э.-д. силу, возбуждающую токъ, надо считать равною алгебраической суммѣ всѣхъ э.-д. силъ.

Что касается сопротивленія всей цѣпи, то его должно разсматривать, какъ сумму сопротивленій отдѣльныхъ частей ея, послѣдовательно соединенныхъ, ибо электрическій токъ есть про-

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

цессъ, общій и одновременно протекающій для всѣхъ частей цѣпи, и слѣдовательно сила тока должна опредѣляться совокупностью всѣхъ отдѣльныхъ сопротивленій.

Итакъ, основываясь на всемъ вышесказанномъ, мы можемъ написать для самаго общаго случая:

$$i = \frac{\Sigma e}{\Sigma r}.$$

Такъ какъ, вообще говоря, мы можемъ иногда имѣть дѣло лишь съ нѣкоторымъ участкомъ какой либо замкнутой цѣпи, и все же законъ Ома долженъ имѣть мѣсто въ примѣненіи къ нему, если только, конечно, учтены нами всѣ э.-д. силы и всѣ сопротивленія на этомъ участкѣ, то, слѣдовательно, въ выраженіи закона Ома въ числѣ э.-д. силъ можетъ оказаться и внѣшняя э.-д. сила, т. е. разность потенціаловъ между концами участка. Подобный случай представленъ схематически на рисункѣ 84.

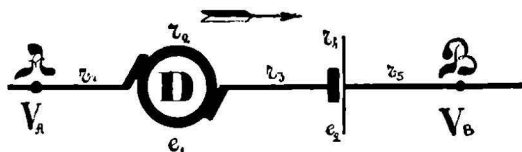


Рис. 84.

Здѣсь взять участокъ цѣпи между точками *A* и *B*. На этомъ участкѣ дѣйствуютъ слѣдующія э.-д. силы: во-первыхъ, внѣшняя э.-д. сила—разность потенціаловъ $V_A - V_B$ и, во-вторыхъ, внутреннія э.-д. силы e_1 и e_2 . При этомъ пусть, напримѣръ, e_1 представляетъ собою э.-д. силу динамомшины *D*, а e_2 — э.-д. силу гальваническаго элемента, представленнаго въ видѣ двухъ черточекъ, какъ это обычно дѣлаютъ на схемахъ. Затѣмъ r_1, r_2, r_3 и т. д. представляютъ собою сопротивленія отдѣльныхъ частей, послѣдовательно включенныхъ между точками *A* и *B*. Прилагая законъ Ома къ настоящему случаю, принято отдѣлять разность потенціаловъ отъ внутреннихъ э.-д. силъ и въ виду этого пишутъ:

$$i = \frac{V_A - V_B + \Sigma e}{\Sigma r},$$

гдѣ

$$\Sigma e = e_1 + e_2$$

и

$$\Sigma r = r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Исходя изъ послѣдней формулировки закона Ома, можно легко получить различные частные случаи. Такъ, представимъ себѣ, что точки A и B (рис. 84) приведены въ соприкосновеніе. Тогда очевидно: $V_A - V_B = 0$. Мы получимъ замкнутую цѣпь съ сопротивленіемъ Σr , въ которой дѣйствуютъ двѣ э.-д. силы e_1 и e_2 . Въ простѣйшемъ случаѣ, когда имѣется лишь одна э.-д. сила, обозначивъ полное сопротивленіе нашей замкнутой цѣпи черезъ r , имѣемъ:

$$i = \frac{e}{r}.$$

Если же, наоборотъ, на участкѣ AB отсутствуютъ какія либо внутреннія э.-д. силы, т. е. если въ нашемъ случаѣ:

$$\begin{aligned} e_1 &= 0 \\ e_2 &= 0, \end{aligned}$$

то получаемъ:

$$i = \frac{V_A - V_B}{\Sigma r}.$$

Обозначая для краткости черезъ r полное сопротивленіе между точками A и B , имѣемъ:

$$i = \frac{V_A - V_B}{r}.$$

Иногда предпочитаютъ писать формулировку закона Ома въ такомъ видѣ:

$$V_A - V_B = ri.$$

Наконецъ, очевидно, можно придать этой формулировкѣ видъ, непосредственно опредѣляющій величину электрическаго сопротивленія:

$$r = \frac{V_A - V_B}{i}.$$

59. Единица электрическаго сопротивленія.—Исходя изъ связи между силой тока, э.-д. силой и сопротивленіемъ, нетрудно установить единицу сопротивленія. Дѣйствительно, если положить:

$$\begin{aligned} V_A - V_B &= 1 \\ i &= 1, \end{aligned}$$

то очевидно получаемъ:

$$r = 1.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Такимъ образомъ, за единицу сопротивленія мы должны принять сопротивленіе такого проводника, по которому течетъ токъ силою въ единицу подъ вліяніемъ разности потенціаловъ между концами проводника, равной единицѣ.

Въ системѣ практическихъ электромагнитныхъ единицъ единица сопротивленія называется *омомъ*. Слѣдовательно:

$$1 \text{ омъ} = \frac{1 \text{ вольтъ}}{1 \text{ амперъ}},$$

т. е. *омъ* есть сопротивленіе такого проводника, по которому течетъ токъ въ одинъ амперъ при разности потенціаловъ въ одинъ вольтъ.

Тщательными изслѣдованіями установлено, что сопротивленіе ртутнаго столба сѣченіемъ въ 1 кв. мм. и длиною въ 106,3 см. при температурѣ таянія льда весьма близко къ ому.

60. Удѣльное сопротивленіе.—Непосредственный опытъ показываетъ, что сопротивленіе всякаго проводника зависитъ отъ его геометрическихъ размѣровъ, т. е. отъ длины и поперечнаго сѣченія, отъ природы того вещества, изъ котораго онъ сдѣланъ, и отъ температуры.

Что касается геометрическихъ размѣровъ проводника, то тотъ же опытъ даетъ намъ слѣдующія указанія. Если мы будемъ примѣнять въ качествѣ проводника проволоку изъ нѣкотораго опредѣленнаго матеріала и при томъ строго опредѣленнаго діаметра и если затѣмъ, поддерживая неизмѣнную разность потенціаловъ между концами проводника, будемъ длину его дѣлать послѣдовательно равною l , $2l$, $3l$ и т. д., то замѣтимъ, что сила тока принимаетъ послѣдовательно значенія i , $\frac{1}{2}i$, $\frac{1}{3}i$ и т. д., т. е. при прочихъ равныхъ условіяхъ *электрическое сопротивленіе проводника прямо - пропорціонально его длинѣ*. Далѣе, поддерживая снова неизмѣнную разность потенціаловъ между концами проводника и сохраняя его длину и матеріалъ, изъ котораго онъ сдѣланъ, будемъ послѣдовательно примѣнять діаметры d , $2d$, $3d$ и т. д. Измѣреніе силы тока въ этомъ случаѣ показываетъ, что она послѣдовательно принимаетъ значенія i , $4i$, $9i$ и т. д. Слѣдовательно, *электрическое сопротивленіе проводника обратно-пропорціонально его поперечному сѣченію*. Такимъ образомъ можемъ написать:

$$r = \rho \frac{l}{s},$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

гдѣ ρ есть коэффициентъ пропорціональности, зависящій отъ природы вещества проводника и отъ его температуры. Его называютъ *удѣльнымъ сопротивленіемъ*. Мотивы принятія этого термина состоятъ въ томъ, что если мы положимъ:

$$l = 1,$$

$$s = 1,$$

то получаемъ:

$$r = \rho,$$

т. е. *удѣльнымъ сопротивленіемъ называется сопротивленіе такого проводника, длина котораго равна единицѣ и поперечное сѣченіе котораго также равно единицѣ.*

Практически при измѣреніи электрическихъ проводниковъ за единицу длины обыкновенно принимаютъ метръ, а за единицу площади—квадратный миллиметръ.

Удѣльное сопротивленіе, какъ это ясно изъ предыдущаго, для каждаго вещества имѣетъ опредѣленное значеніе только при опредѣленной температурѣ. Вообще говоря, для всѣхъ металловъ оно увеличивается съ возрастаніемъ температуры, а для угля и для растворовъ солей и кислотъ наблюдается обратное, при чемъ это увеличеніе или уменьшеніе почти пропорціонально повышенію температуры. Такимъ образомъ, практически можно положить:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t),$$

гдѣ ρ_0 есть удѣльное сопротивленіе при температурѣ таянія льда, t есть температура и α —*температурный коэффициентъ сопротивленія*.

Ясно, конечно, что имѣетъ мѣсто и такое соотношеніе:

$$r = r_0(1 + \alpha t),$$

гдѣ r_0 представляетъ собою сопротивленіе проводника при температурѣ таянія льда.

Въ нижеслѣдующей таблицѣ приведены величины удѣльнаго сопротивленія при 0° и температурнаго коэффициента для различныхъ матеріаловъ. При этомъ подъ удѣльнымъ сопротивленіемъ подразумѣвается сопротивленіе 1 метра проводника сѣченіемъ въ 1 кв. мм.

УДУНТ
(ИПБТ)

МАТЕРІАЛЪ.	ρ_0	α (Отъ 0 до 100°)
Серебро отожженое	0,01492	} 0,004
» твердотянутое	0,01620	
Мѣдь отожженная	0,01584	} 0,00388
» твердотянутая	0,01620	
Золото отожженое	0,02041	} 0,00365
» твердотянутое	0,02077	
Алюминій	0,02889	0,00390
Платина	0,08982	0,00347
Желѣзо	0,09698	0,00463
Ртуть	0,9434	0,00887
Манганинъ (84 <i>Cu</i> , 4 <i>Ni</i> , 12 <i>Mn</i>)	0,42	— 0,000008
Константанъ (60 <i>Cu</i> , 40 <i>Ni</i>)	0,49	— 0,000005
Ретортный уголь	50	— 0,0004

61. Электрическая проводимость.—Величина, обратная сопротивленію проводника, называется *электрическою проводимостью* его. Ее обозначаютъ буквой *g*. Такимъ образомъ:

$$g = \frac{1}{r}.$$

Произведя соответствующую замѣну въ формулировкѣ закона Ома, получаемъ:

$$i = (V_A - V_B) \cdot g,$$

т. е. *сила тока при данной равности потенциаловъ тѣмъ больше, чѣмъ больше проводимость.*

Единицею проводимости будетъ очевидно проводимость такого проводника, сопротивление котораго равно единицѣ. Въ практической электромагнитной системѣ единица проводимости называется *мо*. Слѣдовательно, *мо есть проводимость такого проводника, сопротивление котораго равно одному ому.*

Ясно, что при изслѣдованіи явленій, происходящихъ въ электрическихъ цѣняхъ, мы по желанію могли бы пользоваться либо

УДУНТ
(ИПБТ)

понятіемъ о сопротивленіи цѣпи, либо понятіемъ о проводимости ея. Чисто исторически объясняется то обстоятельство, что поормально оперируютъ только съ сопротивленіемъ цѣпи. Понятіе же о проводимости нашло себѣ болѣе или менѣе широкое примѣненіе пока лишь въ нѣкоторыхъ отдѣлахъ теоріи переменнаго тока, гдѣ введеніе его позволило значительно упростить описаніе и изслѣдованіе подчасъ довольно сложныхъ явленій.

62. Законы Кирхгофа.—До сихъ поръ мы предполагали, что контуръ нашей цѣпи простой. Въ этомъ случаѣ при установившемся состояніи системы зависимость между величинами, характеризующими ее, въ достаточной мѣрѣ дается закономъ Ома. Но когда наша цѣпь развѣтвлена и имѣетъ видъ болѣе или менѣе сложной сѣти, вопросы, касающіеся распредѣленія тока, проще всего рѣшаются на основаніи двухъ теоремъ, извѣстныхъ подъ названіемъ *законовъ Кирхгофа*.

Первый законъ Кирхгофа гласитъ слѣдующее:

Если нѣсколько проводниковъ сходятся въ одной точкѣ, то алгебраическая сумма силъ токовъ, идущихъ въ каждомъ изъ нихъ, равна нулю:

$$\Sigma i = 0.$$

При этомъ алгебраическомъ суммированіи мы приписываемъ току тотъ или иной знакъ въ зависимости отъ того, направленъ ли онъ къ узлу (общей точкѣ) или—отъ узла.

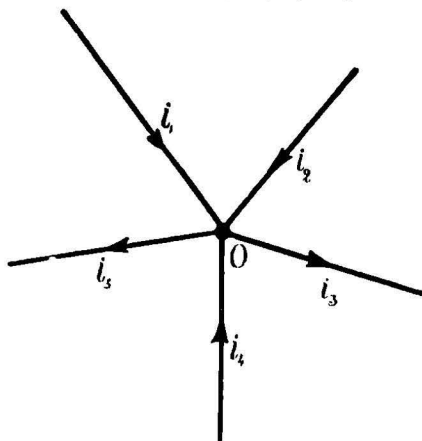


Рис. 85.

Содержаніе перваго закона Кирхгофа состоитъ въ констатированіи факта, что количество электричества, притекающаго въ каждый элементъ времени къ узлу, въ точности равно количеству электричества, уходящаго отъ узла за это время. Дѣйствительно, пусть точка O (рис. 85) представляетъ собою узелъ, въ которомъ сходятся токи i_1 , i_2 и т. д. При этомъ къ узлу

направлены токи i_1 , i_2 и i_3 , а отъ узла — i_4 и i_5 . Обозначивъ черезъ Δt элементъ времени и черезъ Δq и $\Delta q'$ количества при

текающего и утекающего за это время электричества, можем написать:

$$\begin{aligned}\Delta q &= i_1 \cdot \Delta t + i_2 \cdot \Delta t + i_4 \cdot \Delta t = \\ &= (i_1 + i_2 + i_4) \cdot \Delta t\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}\Delta q' &= i_3 \cdot \Delta t + i_5 \cdot \Delta t = \\ &= (i_3 + i_5) \Delta t.\end{aligned}$$

Но, какъ было указано выше (см. § 38), электричество ведетъ себя подобно несжимаемой жидкости, а потому должно быть:

$$\Delta q = \Delta q',$$

т. е.

$$(i_1 + i_2 + i_4) \cdot \Delta t = (i_3 + i_5) \cdot \Delta t.$$

Слѣдовательно:

$$i_1 + i_2 + i_4 - i_3 - i_5 = 0$$

или

$$\Sigma i = 0.$$

Второй законъ Кирхгофа гласитъ слѣдующее:

Во всякомъ замкнутомъ контурѣ, входящемъ въ составъ любой сѣти, сумма произведеній силъ токовъ на сопротивленія отдельныхъ частей его, распространенная на весь контуръ, равна суммѣ всѣхъ электродвижущихъ силъ, дѣйствующихъ въ этомъ контурѣ:

$$\Sigma ri = \Sigma e.$$

Въ справедливости этого положенія, представляющаго собою по существу не что иное, какъ нѣкоторое развитіе закона Ома, нетрудно убѣдиться. Представимъ себѣ контуръ $ABCDE$, входящій въ составъ нѣкоторой сложной системы проводовъ (рис. 86). Пусть i_1, i_2, i_3 и т. д.

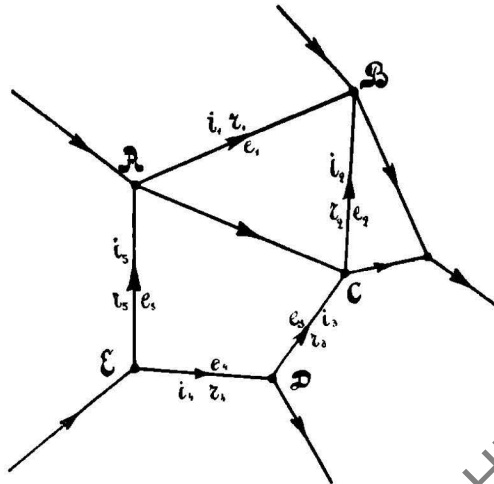


Рис. 86.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

и r_1, r_2, r_3 и т. д. представляют собою силы токовъ и сопротивленія въ отдѣльныхъ частяхъ этого контура, а e_1, e_2, e_3 и т. д.— алгебраическія суммы внутреннихъ э.-д. силъ, соответствующія тѣмъ же частямъ контура. Мы можемъ себѣ представить, что эти э.-д. силы генерируются, напримѣръ динамомашинами, гальваническими элементами и т. п., введенными въ отдѣльныхъ частяхъ нашего контура, но не показанными на рисункѣ.

Пользуясь теперь общей формулировкой закона Ома, можемъ для каждаго изъ участковъ написать:

$$\begin{aligned} i_1 &= \frac{A_A - V_B + e_1}{r_1} \\ i_2 &= \frac{V_B - V_C + e_2}{r_2} \\ &\quad \cdot \\ &\quad \cdot \\ i_5 &= \frac{V_E - V_A + e_5}{r_5}. \end{aligned}$$

При составленіи этихъ соотношеній необходимо условиться относительно того, какое направленіе въ нашемъ контурѣ мы принимаемъ за положительное: направленіе ли по часовой стрѣлкѣ— $ABCDE$, или обратное— $EDCBA$. Разъ только выборъ сдѣланъ, то токи и э.-д. силы, текущія и дѣйствующія въ этомъ направленіи, мы должны считать за положительные, въ обратномъ же случаѣ—за отрицательные.

Переписываемъ теперь вышеприведенныя соотношенія слѣдующимъ образомъ:

$$\begin{aligned} r_1 i_1 &= V_A - V_B + e_1 \\ r_2 i_2 &= V_B - V_C + e_2 \\ &\quad \cdot \\ &\quad \cdot \\ r_5 i_5 &= V_E - V_A + e_5. \end{aligned}$$

Просуммировавъ правыя и лѣвыя части, получаемъ:

$$\Sigma r i = \Sigma e.$$

Въ частномъ случаѣ, когда въ контурѣ нѣтъ э.-д. силъ или сумма ихъ приводится къ нулю, имѣемъ:

$$\Sigma r i = 0.$$

НВ
УДУНТ
(ИПЪТ)

Такъ всегда бываетъ для контура, составленнаго изъ однихъ металловъ при условіи постоянства магнитнаго потока, сдѣляющагося съ контуромъ, и равенства температуръ всѣхъ спаевъ.

63. Измѣреніе электрическихъ сопротивленій.— Познакомимся теперь съ основными методами измѣренія сопротивленія проводниковъ. Тѣ сопротивленія, съ которыми обычно приходится встрѣчаться на практикѣ, можно подраздѣлить на два класса. Одни представляютъ собою сопротивленія различныхъ механизмовъ, аппаратовъ и вообще тѣхъ частей электрической цѣпи, прямое назначеніе которыхъ не состоитъ въ томъ, чтобы вносить въ цѣпь нѣкоторое сопротивленіе. Къ этому классу относятся, напримѣръ, сопротивленія обмотокъ динамомашиинъ и двигателей, сопротивленія гальванометра, амперметра и т. п., сопротивленіе проводовъ, передающихъ электрическую энергію, и т. д. Ко второму классу мы отнесемъ сопротивленія, которыми обладаютъ спеціальныя устройства, предназначенныя либо для регулированія силы тока въ цѣпи, либо для сравненія съ ними, какъ съ эталонами, различныхъ измѣряемыхъ сопротивленій. Эти спеціальныя устройства въ зависимости отъ цѣли ихъ, а иногда и отъ конструкции, носятъ названія *реостатовъ*, *магазиновъ сопротивленій*, *эталоновъ сопротивленій*. Такъ какъ всѣ они въ той или иной формѣ встрѣчаются при всѣхъ электрическихъ измѣреніяхъ и изслѣдованіяхъ вообще и при измѣреніяхъ сопротивленій въ частности, то мы предварительно вкратцѣ на нихъ остановимся.

Реостатами обычно называются балластныя сопротивленія, которыя вводятся въ цѣпь съ исключительною цѣлью ослабленія тока до желаемыхъ предѣловъ. Въ виду этого полное сопротивленіе реостата подраздѣляется на отдѣльныя части путемъ дѣленія тѣхъ проволокъ, изъ которыхъ состоитъ реостатъ. Кромѣ того дѣлаютъ особыя приспособленія для того, чтобы можно было по желанію измѣнять величину сопротивленія части реостата, введенной въ цѣпь. На рисункѣ 87

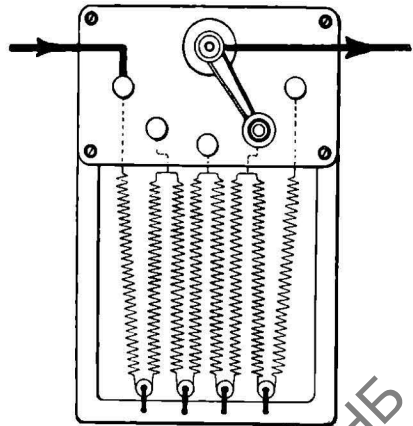


Рис. 87.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

показано наиболѣе часто встрѣчающееся устройство реостатовъ. Проволока, входящая въ составъ его, обыкновенно съ цѣлью сэкономить мѣсто свивается въ видѣ спиралей, которыя затѣмъ прикрѣпляются къ рамѣ при помощи изолирующихъ—фарфоровыхъ напимѣръ—частей. Отдѣльныя проволочныя спирали соединяются одна съ другой послѣдовательно. Кромѣ того нѣкоторыя изъ мѣстъ соединенія отдѣльныхъ спиралей приключаются къ такъ называемымъ контактамъ, т. е. металлическимъ, расположеннымъ по дугѣ круга, пластинкамъ, по которымъ можетъ скользить металлическій же рычагъ. Реостатъ вводятъ въ цѣпь, присоединяя къ ней начало проволочныхъ спиралей и ось рычага. Ясно, что при такихъ условіяхъ, мѣняя положеніе рычага на контактныхъ пластинкахъ, мы будемъ вводить въ цѣпь большую или меньшую часть реостата.

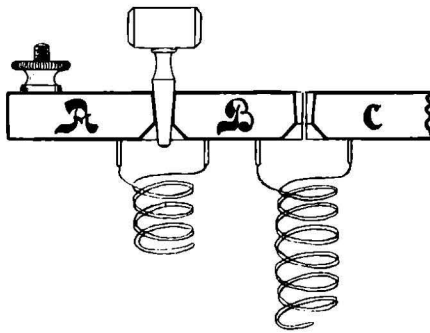


Рис. 88.

Магазинами сопротивлений называютъ комбинацію собранныхъ въ томъ или иномъ видѣ сопротивленій, величина которыхъ по возможности точно извѣстна. На рисункѣ 88 показаны устройство и способъ соединенія отдѣльныхъ проволочныхъ катушекъ, входящихъ въ составъ магазина сопротивленій. Ка-

тушки состоятъ изъ хорошо изолированной проволоки, которую передъ навиваніемъ складываютъ пополамъ. Получается такъ называемая бифилярная обмотка, коэффициентъ самоиндукціи которой весьма малъ, потому что магнитныя поля, создаваемые каждой изъ половинокъ въ отдѣльности при прохожденіи тока, направлены въ противоположныя стороны и вслѣдствіе этого взаимно уничтожаются. Такимъ образомъ, магнитный потокъ, сцѣпляющійся съ бифилярной обмоткой катушки, ничтожно малъ. Оба конца каждой катушки припаиваютъ къ двумъ мѣднымъ массивнымъ пластинкамъ *A* и *B*, *B* и *C* и т. д., которыя обыкновенно укрѣпляются на эбонитовой доскѣ, такъ что онѣ одна отъ другой хорошо изолированы. Двѣ сосѣднихъ пластинки можно коротко соединять между собою, втыкая между ними хорошо пригнанный толстый латунный штепсель. Когда штеп-

УДУНТ
(ИПБТ)

сель вынуть, то сопротивление между *B* и *C* равно сопротивлению проволоки; когда же штепсель воткнуть, то сопротивление практически можно считать равным нулю. Обыкновенно целый ряд таких отдельных сопротивлений собирается в одном и том же ящике, на эбонитовой крышке которого располагаются пластины и штепселя. Общий вид подобного магазина сопротивлений представлен на рисунке 89. Что касается величины отдельных сопротивлений, входящих в состав магазина, то нормально она выражается целым числом омов, или целым числом десятых, сотых и т. д. ома. Сопротивления комбинируются так, чтобы в известных пределах можно было составить любое сопротивление с точностью, определяемой наименьшим сопротивлением. Часто, например, применяется такой ряд сопротивлений:

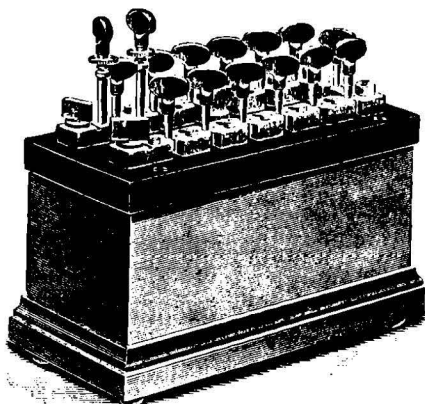


Рис. 89.

0,1; 0,2; 0,2; 0,5; 1; 2; 2; 5; 10; 20; 20; 50; 100; 200; 200; 500 и т. д. омовъ.

Применяются иногда и такъ называемые декадные ряды сопротивлений, в составъ которыхъ входитъ по десяти одинаковыхъ сопротивленийъ послѣдовательно восходящихъ порядковъ, напримеръ:

0,1; 1; 10; 100 и т. д. омовъ.

При устройствѣ магазиновъ сопротивлений, въ особенности, когда приходится имѣть въ виду точныя измѣренія, необходимо считаться съ температурнымъ коэффициентомъ сопротивления. Величина этого коэффициента можетъ служить мѣриломъ степени непригодности даннаго матеріала для устройства магазиновъ сопротивлений. Очевидно наиболѣе подходящимъ будетъ такой матеріалъ, сопротивление котораго обладаетъ наименьшимъ температурнымъ коэффициентомъ. Въ то время, какъ чистые металлы обладаютъ сравнительно большимъ температурнымъ коэффициентомъ (см. таблицу въ § 60), у нѣкоторыхъ

сплавовъ этотъ коэффициентъ настолько незначителенъ, что практически его иногда совсѣмъ не принимаютъ во вниманіе. Были произведены спеціальныя изысканія, и въ этомъ отношеніи удалось достигнуть замѣчательныхъ результатовъ. Такъ у манганина и константана температурный коэффициентъ меньше 0,00001. Во всякомъ случаѣ всѣ болѣе или менѣе точные магазины сопротивленій снабжаются указаніемъ той температуры (обыкновенно 20°), при которой вполнѣ справедливы надписи, указывающія величины отдѣльныхъ сопротивленій.

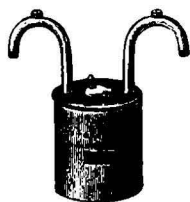


Рис. 90.

Ясно, что выполненные съ достаточною тщательностью магазины сопротивленій могутъ служить эталонами, т. е. тѣми основными мѣрами, съ которыми мы сравниваемъ другія сопротивленія при ихъ измѣреніяхъ. Часто однако эталонныя сопротивленія не собираются въ магазины, а каждое помѣщается въ особую камеру (рис. 90), снабженную термометромъ или гнѣздомъ для него, и заканчивается толстыми мѣдными стержнями, служащими для введенія эталона въ цѣпь. Съ цѣлью поддержанія постоянной температуры эталонное сопротивленіе помѣщаютъ иногда въ ванну изъ хорошо изолирующаго жидкаго масла, которое при этомъ перемѣшиваютъ. Вообще надо сказать, что техническая сторона вопроса объ эталонахъ электрическихъ сопротивленій разработана весьма совершенно.

Обратимся теперь къ разсмотрѣнію нѣкоторыхъ методовъ измѣренія сопротивленій.

Способъ подстановки, одинъ изъ простѣйшихъ, заключается въ слѣдующемъ. Въ цѣпь, состоящую изъ генератора B — на примѣръ гальваническаго элемента, — гальванометра или амперметра G и регулировочнаго реостата R , вводятъ сначала испытуемое сопротивленіе x (рис. 91). Замѣтивъ получающееся при этомъ отклоненіе гальванометра или амперметра G , выключаемъ x и вводимъ вмѣсто него магазинъ сопротивленій M . При этомъ подбираемъ въ немъ такое сопротивленіе r , чтобы отклоненіе было то же самое и, слѣдовательно, токъ имѣлъ ту же силу, что и раньше. Если при этомъ э.-д. сила генератора B остается все время неизмѣнною, то очевидно:

$$x = r.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Способъ мостика Витстона представляетъ собою наиболѣе распространенный и одинъ изъ точнѣйшихъ методовъ измѣренія сопротивленій. Идея этого способа заключается въ слѣдующемъ:

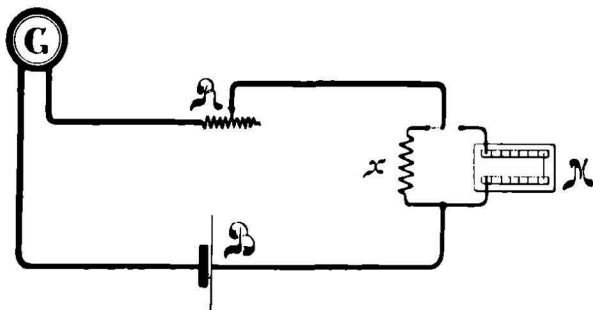


Рис. 91.

Представимъ себѣ четыре вѣтви AC , CB , AD и DB , соединенныя такъ, какъ это показано на рисункѣ 92. Сопротивленія этихъ вѣтвей обозначимъ черезъ r_1 , r_2 , r_3 и r_4 . Между точками A и B помѣщается гальванической элементъ E , а въ «мо-

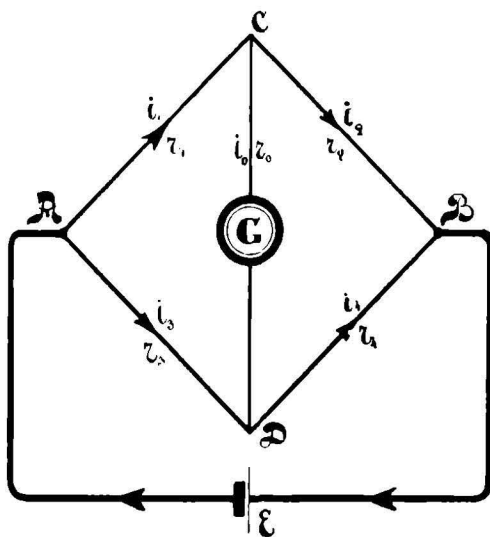


Рис. 92.

стикѣ» CD находится гальванометръ G . Обозначимъ сопротивленіе мостика CD черезъ r_0 и допустимъ, что по нашей системѣ проводниковъ текутъ токи, какъ это показано на рисункѣ стрѣлками. Пусть силы токовъ въ четырехъ вѣтвяхъ будутъ i_1 , i_2 ,

i_3 и i_4 и въ мостикѣ— i_0 . Въ то время, какъ направленія токовъ въ вѣтвяхъ вполне опредѣляются направленіемъ э.-д. силы элемента E , направленіе тока i_0 въ мостикѣ CD зависитъ еще и отъ соотношенія между сопротивленіями четырехъ вѣтвей. Ихъ всегда можно подобрать такимъ образомъ, чтобы разность потенциаловъ между точками C и D сдѣлалась равной нулю. Въ такомъ случаѣ, очевидно, имѣемъ:

$$i_0 = \frac{V_C - V_D}{r_0} = 0.$$

Выполненіе этого условія существенно въ методѣ мостика Витстона. Допустимъ, что оно удовлетворено.

Примѣняя теперь первый законъ Кирхгофа къ узламъ C и D , получаемъ:

$$\begin{aligned} i_1 &= i_2 \\ i_3 &= i_4. \end{aligned}$$

Далѣе, на основаніи второго закона Кирхгофа можемъ написать для контура ACD :

$$r_1 i_1 - r_3 i_3 = 0$$

и для контура CBD :

$$r_2 i_2 - r_4 i_4 = 0.$$

Изъ этихъ выраженій находимъ:

$$\begin{aligned} r_1 i_1 &= r_3 i_3 \\ r_2 i_2 &= r_4 i_4. \end{aligned}$$

Раздѣлимъ теперь эти равенства одно на другое:

$$\frac{r_1 i_1}{r_2 i_2} = \frac{r_3 i_3}{r_4 i_4}.$$

Примѣняя теперь результатъ, полученный на основаніи перваго закона Кирхгофа, получаемъ наконецъ:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_3}{r_4}.$$

Таково должно быть соотношеніе между сопротивленіями вѣтвей для того, чтобы черезъ гальванометръ G , помѣщенный въ мостикѣ, токъ совсѣмъ не проходилъ.

Практически, отсутствіемъ въ гальванометрѣ отклоненія пользуются, какъ указаніемъ того, что это соотношеніе достигнуто.

УДУНТ
(ИПБТ)

Если при этомъ три изъ четырехъ сопротивленій намъ извѣстны, то очевидно нетрудно опредѣлить простымъ расчетомъ неизвѣстное четвертое. Если, напримѣръ, неизвѣстно сопротивление r_1 вѣтви AC , то имѣемъ:

$$r_1 = r_2 \frac{r_3}{r_4}.$$

Изъ послѣдняго соотношенія мы видимъ, что, собственно говоря, необходимо знать лишь одно сопротивление r_2 . Что же касается двухъ другихъ, то достаточно знать только ихъ отношеніе. Этимъ обстоятельствомъ пользуются для упрощенія устройства схемы мостика Витстона. Между прочимъ въ практикѣ распространенъ такъ называемый *линейный мостикъ Витстона*. При помощи его мы можемъ весьма просто опредѣлить какъ разъ отношеніе двухъ сопротивленій. На рисункѣ 93 подобный

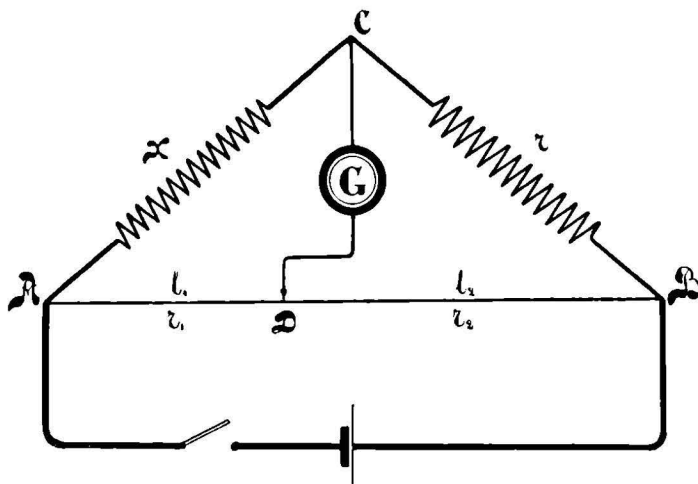


Рис. 93.

линейный мостикъ показанъ схематически. Въ вѣтви AC находится неизвѣстное сопротивление x , въ вѣтви CB — эталонное сопротивление r . Двѣ остальные вѣтви AD и DB представляютъ собою части одной и той же проволоки AB , натянутой на шкалѣ съ дѣленіями, которая позволяетъ опредѣлять длины l_1 и l_2 этихъ вѣтвей. Точка D осуществляется при посредствѣ особаго контактнаго приспособленія, скользящаго вмѣстѣ съ поддерживающею его телѣжкой вдоль шкалы. Обозначая че-

резъ r_1 и r_2 сопротивленія вѣтвей AD и DB , на основаніи предыдущаго можемъ написать:

$$x = r \frac{r_1}{r_2}.$$

Но на основаніи § 60 имѣемъ:

$$r_1 = \rho \frac{l_1}{s}$$

$$r_2 = \rho \frac{l_2}{s},$$

Въ обоихъ случаяхъ ρ и s одно и то же, ибо мы имѣемъ дѣло съ частями одной и той же проволоки. Слѣдовательно:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{l_1}{l_2}$$

и окончательно:

$$x = r \frac{l_1}{l_2}.$$

Такимъ образомъ, вмѣсто отношенія двухъ сопротивленій мы можемъ брать отношеніе двухъ длинъ. Это значительно упрощаетъ измѣреніе. На практикѣ встрѣчаются иногда линейные мостики, въ которыхъ ради ускоренія вычисленій на шкалѣ нанесены непосредственно отношенія:

$$\frac{l_1}{l_2}.$$

Способъ амперметра и вольтметра весьма часто примѣняется въ электротехнической практикѣ благодаря тому, что этотъ способъ позволяетъ со-

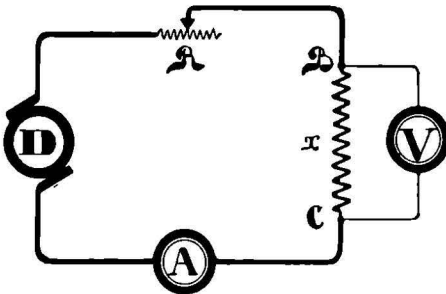


Рис. 94.

способъ, представлено на рисункѣ 94. Здѣсь D есть генераторъ электрическаго тока, R — регулировочный реостатъ, A — ампер-

метръ и x —неизвѣстное сопротивленіе. Къ зажимамъ его B и C присоединяется вольтметръ V . Затѣмъ одновременно производится наблюденіе силы тока i и разности потенциаловъ $V_B - V_C$. Тогда очевидно имѣемъ на основаніи закона Ома:

$$x = \frac{V_A - V_B}{i}.$$

При этомъ, если разность потенциаловъ выражена въ вольтахъ, а сила тока въ амперахъ, то отношеніе ихъ даетъ величину x непосредственно въ омахъ.

64. Группировка генераторовъ и пріемниковъ. — Остановимся сначала на группировкѣ генераторовъ. Въ практикѣ нерѣдко случается, что одного генератора оказывается недостаточно для полученія тока требуемой силы. При такихъ обстоятельствахъ приходится примѣнять два, три и болѣе генераторовъ, надлежащимъ образомъ соединенныхъ другъ съ другомъ.

Если э.-д. сила генератора ограничена, а условія требуютъ сравнительно большой э.-д. силы, то соединяютъ генераторы въ рядъ *последовательно*, такъ чтобы всѣ отдѣльныя э.-д. силы дѣйствовали въ одномъ и томъ же направленіи. Обыкновенно принято у всѣхъ генераторовъ называть *положительнымъ полюсомъ* тотъ зажимъ, отъ котораго токъ нормально идетъ во внѣшнюю цѣпь, и *отрицательнымъ полюсомъ* — зажимъ, въ который токъ поступаетъ извнѣ (см. § 46).

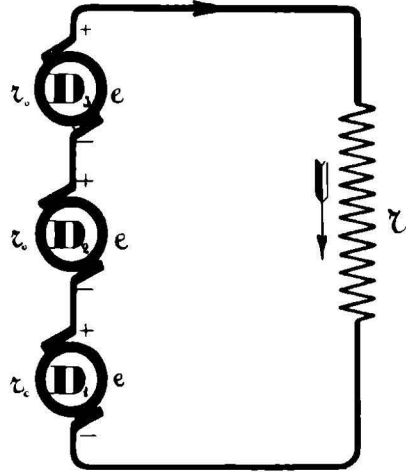


Рис. 95.

Въ такомъ случаѣ мы можемъ сказать, что при последовательномъ соединеніи генераторовъ D_1, D_2, D_3 (рис. 95) положительный полюсъ перваго соединяется съ отрицательнымъ полюсомъ второго и т. д. Если э.-д. сила каждого генератора есть e , его *внутреннее сопротивленіе* — r_0 , число генераторовъ — n и сопротивление пріемника вмѣстѣ со всѣми соединительными проводами,

УДУНТ
(ИПБТ)

т. е. *внѣшнее сопротивление*, равно r , то очевидно полная э.-д. сила, дѣйствующая въ цѣпи, будетъ:

$$ne,$$

полное сопротивление будетъ равно:

$$nr_0 + r,$$

и сила тока при послѣдовательномъ соединеніи выразится слѣдующимъ образомъ:

$$i = \frac{ne}{nr_0 + r}.$$

Послѣднее соотношеніе можемъ переписать такъ:

$$i = \frac{e}{r_0 + \frac{r}{n}}.$$

Отсюда видно, что послѣдовательное соединеніе генераторовъ можетъ быть полезнымъ въ тѣхъ случаяхъ, когда внѣшнее сопротивление велико по сравненію съ внутреннимъ. Въ противномъ случаѣ послѣдовательное соединеніе само по себѣ очень слабо повліяетъ на усиленіе тока.

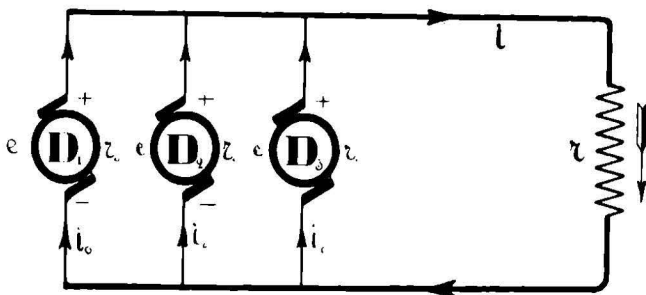


Рис. 96.

Въ тѣхъ случаяхъ, когда препятствіемъ къ полученію въ приемникахъ тока достаточной силы является внутреннее сопротивление генератора, прибѣгаютъ обыкновенно къ *параллельному соединенію* нѣсколькихъ генераторовъ. При этомъ соединяются вмѣстѣ всѣ положительные полюсы генераторовъ (рис. 96) и соответственнымъ образомъ всѣ отрицательные. Въ данномъ случаѣ всѣ отдѣльныя э.-д. силы работаютъ параллельно на одно и то же внѣшнее сопротивление. Если всѣ генераторы

тождественны, т. е. у всѣхъ ихъ одна и та же э.-д. сила e и одно и то же внутреннее сопротивление r_0 , то очевидно всѣ они находятся въ одинаковыхъ условіяхъ и, слѣдовательно, сила тока, протекающаго черезъ каждый генераторъ, должна быть одна и та же, скажемъ i_0 . Обозначивъ силу тока въ приемникѣ черезъ i и черезъ n число генераторовъ, соединенныхъ параллельно, можемъ такимъ образомъ написать, основываясь на первомъ законѣ Кирхгофа:

$$i = ni_0.$$

Приложимъ теперь второй законъ Кирхгофа къ любому замкнутому контуру (рис. 96), въ составъ котораго входитъ приемникъ съ сопротивленіемъ r :

$$r_0 i_0 + r i = e.$$

Выражая i_0 черезъ i , получаемъ:

$$\left(\frac{r_0}{n} + r \right) i = e$$

и окончательно:

$$i = \frac{e}{\frac{r_0}{n} + r}.$$

Такимъ образомъ, при параллельномъ соединеніи n тождественныхъ генераторовъ во внѣшней цѣпи токъ получается такой силы, какъ если бы мы имѣли только одинъ генераторъ съ тою же э.-д. силой, но съ внутреннимъ сопротивленіемъ въ n разъ меньшимъ.

Кромѣ указанныхъ выше комбинацій употребляютъ еще *смѣшанное соединеніе*, при которомъ нѣсколько генераторовъ соединяютъ послѣдовательно, а составленные такимъ образомъ группы соединяютъ параллельно. Смѣшанное соединеніе особенно часто примѣняется въ случаѣ гальваническихъ элементовъ вообще и аккумуляторовъ въ частности. На рисункѣ 97 представлена схема подобнаго соединенія 15 гальваническихъ элементовъ. Здѣсь мы имѣемъ три параллельныхъ группы, каждая изъ которыхъ состоитъ изъ пяти послѣдовательно соединенныхъ элементовъ. Все происходитъ въ данномъ случаѣ такъ, какъ будто бы параллельно соединены три генератора, э.-д. силу и внутреннее сопротивление каждаго изъ которыхъ можно пред-

ставить соответственно через $5e$ и $5r_0$, сохраняя прежнія обозначенія. Вообще, если число послѣдовательно соединенныхъ

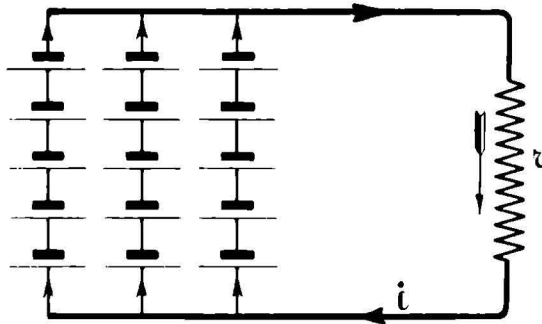


Рис. 97.

генераторовъ равно m , а число параллельныхъ группъ— n , то э.-д. сила и внутреннее сопротивление каждой группы выразится черезъ:

$$\begin{aligned} me, \\ mr_0, \end{aligned}$$

а сила тока во внѣшней цѣпи выразится такъ (см. параллельное соединеніе):

$$i = \frac{me}{\frac{mr_0}{n} + r}$$

Замѣтимъ, что всякую комбинацію гальваническихъ или термоэлектрическихъ элементовъ, будутъ ли они соединены послѣдовательно, параллельно или послѣдовательно-параллельно, принято называть *батареей элементовъ*.

Обратимся теперь къ способамъ группировокъ пріемниковъ, т. е. тѣхъ частей цѣпи, въ которыхъ такъ или иначе поглощается энергія электрическаго тока. Иногда впрочемъ подъ именемъ пріемниковъ разумѣютъ только тѣ приборы и аппараты, которые полезно расходуютъ электрическую энергію, всякаго же рода вспомогательныя части цѣпи, какъ-то соединительные провода, измѣрительныя и регулировочныя приспособленія и т. д., къ этой категоріи не относятъ. Мы пока можемъ держаться болѣе общаго опредѣленія. Совершенно подобно тому, что мы имѣли въ случаѣ генераторовъ, и прочія части цѣпи могутъ соединяться послѣдовательно, параллельно, а также образовать

УДУНТ
(ИПБТ)

вать болѣе сложныя комбинаціи въ родѣ, на примѣръ, представленной на рисункѣ 86.

Въ случаѣ *последовательнаго соединенія приемниковъ*, полное сопротивление, представляемое ими, какъ было указано въ § 58, складывается изъ сопротивленій всѣхъ отдѣльныхъ приемниковъ. Обозначая черезъ r' сопротивление всей группы приемниковъ, а черезъ r_1, r_2, r_3 и т. д. сопротивление каждаго въ отдѣльности, можемъ слѣдовательно написать:

$$\begin{aligned} r' &= r_1 + r_2 + r_3 + \dots = \\ &= \Sigma r. \end{aligned}$$

Разсмотримъ далѣе *параллельное соединеніе приемниковъ*. Рисунки 98 представляетъ схематически примѣръ подобнаго со-

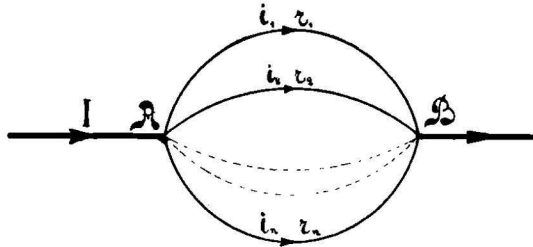


Рис. 98.

единенія. Между точками A и B въ электрической цѣпи включено n параллельныхъ вѣтвей, сопротивления которыхъ суть r_1, r_2, r_3 и т. д. Обозначимъ токи въ нихъ черезъ i_1, i_2, i_3 и т. д., а токъ въ неразвѣтвленной части цѣпи — черезъ I . На основаніи перваго закона Кирхгофа имѣемъ:

$$\begin{aligned} I &= i_1 + i_2 + \dots + i_n = \\ &= \Sigma i. \end{aligned}$$

Но очевидно:

$$i_1 = \frac{V_A - V_B}{r_1}$$

$$i_2 = \frac{V_A - V_B}{r_2}$$

.....

$$i_n = \frac{V_A - V_B}{r_n}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Слѣдовательно:

$$I = (V_A - V_B) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \dots + \frac{1}{r_n} \right).$$

Мы видимъ такимъ образомъ, что для той части цѣпи, которая находится между точками A и B , сумма проводимостей отдѣльныхъ вѣтвей (§ 61):

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \dots + \frac{1}{r_n}$$

играетъ роль полной проводимости. Обозначивъ ее черезъ g' , имѣемъ:

$$g' = \sum \frac{1}{r}.$$

Если далѣе r' есть эквивалентное сопротивление для данной группы n параллельно соединенныхъ вѣтвей, т. е. сопротивление такого одного проводника, который могъ бы собою замѣнить всю группу и который, значить, удовлетворяетъ условію:

$$I = \frac{V_A - V_B}{r'},$$

то очевидно имѣемъ:

$$\begin{aligned} r' &= \frac{1}{g'} = \\ &= \frac{1}{\sum \frac{1}{r}}. \end{aligned}$$

Итакъ, можемъ сказать:

Проводимость группы параллельно соединенныхъ вѣтвей равна суммѣ проводимостей отдѣльныхъ вѣтвей.

Или:

Эквивалентное сопротивление группы параллельно соединенныхъ вѣтвей равно величинѣ, обратной суммѣ обратныхъ величинъ сопротивленій отдѣльныхъ вѣтвей.

Простое сопоставленіе этихъ двухъ равноцѣнныхъ опредѣленій ясно показываетъ, что въ извѣстныхъ случаяхъ примѣненіе понятія объ электрической проводимости значительно упрощаетъ описаніе явленія.

Сопоставляя теперь все вышесказанное о послѣдовательномъ и параллельномъ соединеніи пріемниковъ, мы можемъ сказать:

При послѣдовательномъ соединеніи складываются сопротивленія пріемниковъ, а при параллельномъ соединеніи складываются изъ проводимости.

Въ частномъ случаѣ, когда сопротивленія всѣхъ параллельныхъ вѣтвей тождественны, получимъ:

$$r' = \frac{r}{n}.$$

Остановимся теперь на простѣйшемъ случаѣ параллельнаго соединенія, на случаѣ двухъ вѣтвей. Эквивалентное сопротивление двухъ параллельныхъ вѣтвей выразится очевидно такъ:

$$\begin{aligned} r' &= \frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}} = \\ &= \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}. \end{aligned}$$

Что касается того, какимъ образомъ полный токъ I раздѣляется между данными двумя вѣтвями, то по этому поводу можно сказать слѣдующее. Ясно, что:

$$r'I = r_1 i_1 = r_2 i_2.$$

Сопоставляя это съ выраженіемъ для эквивалентнаго сопротивления, получаемъ:

$$\begin{aligned} i_1 &= I \frac{r_2}{r_1 + r_2}, \\ i_2 &= I \frac{r_1}{r_1 + r_2}. \end{aligned}$$

Раздѣляя эти два равенства одно на другое, имѣемъ:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{r_2}{r_1},$$

т. е. силы токовъ въ отдельныхъ вѣтвяхъ относятся одна къ другой обратно-пропорціонально соответствующимъ сопротивлениямъ.

Въ качествѣ примѣра, иллюстрирующаго вышесказанное, разсмотримъ вопросъ о сопротивленіи шунта амперметра или вообще какого либо гальванометра, который оказывается слишкомъ чувствительнымъ. Пусть I есть полный измѣряемый токъ

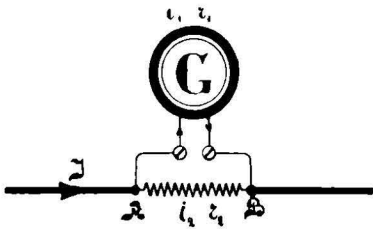


Рис. 99.

(рис. 99), i_1 —токъ, протекающій черезъ гальванометръ G , и i_2 токъ въ шунтѣ AB . Пусть далѣе r_1 есть сопротивленіе гальванометра, а r_2 — сопротивленіе шунта. На основаніи предыдущаго ясно, что:

$$i_1 = I \frac{r_2}{r_1 + r_2}.$$

Отсюда получаемъ:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{I}{i_1} - 1.$$

Если, слѣдовательно, мы желаемъ, чтобы черезъ гальванометръ проходила только 0,001 полного тока I , то имѣемъ:

$$\frac{I}{i_1} = 1000$$

и далѣе:

$$\frac{r_1}{r_2} = 999.$$

Такимъ образомъ, при сопротивленіи шунта, составляющемъ:

$$\frac{1}{9}, \frac{1}{99}, \frac{1}{999} \text{ и т. д.}$$

сопротивленія гальванометра, черезъ послѣдній проходитъ:

$$\frac{1}{10}, \frac{1}{100}, \frac{1}{1000} \text{ и т. д.}$$

полного тока.

Въ качествѣ второго примѣра параллельныхъ вѣтвей рассмотримъ роль сопротивленія вольтметра V , подключаемаго къ точкамъ A и B нѣкоторой электрической цѣпи (рис. 100). Допустимъ что сопротивленіе части цѣпи AB есть r_1 , а сопротивленіе вольтметра— r_2 . Пусть далѣе r_0 есть сопротивленіе всѣхъ прочихъ частей цѣпи, часть

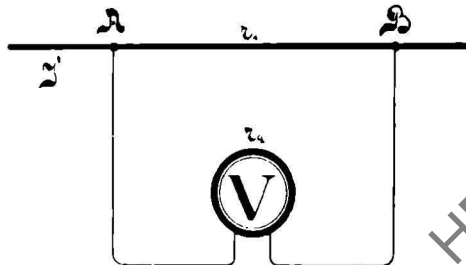


Рис. 100

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

которой составляет AB , и e —э.-д. сила, дѣйствующая въ этой цѣпи. Предположимъ сначала, что вольтметръ V еще не присоединенъ къ точкамъ A и B . Въ такомъ случаѣ имѣемъ, обозначивъ черезъ I силу тока:

$$I = \frac{e}{r_0 + r_1}$$

и слѣдовательно:

$$\begin{aligned} V_A - V_B &= r_1 I = \\ &= \frac{er_1}{r_0 + r_1} = \\ &= \frac{e}{1 + \frac{r_0}{r_1}}. \end{aligned}$$

Приключимъ теперь вольтметръ. Вообще говоря, при этомъ должны измѣниться и сила тока въ цѣпи, и та самая разность потенциаловъ между точками A и B , которую мы желаемъ измѣрить вольтметромъ. Обозначаемъ эти величины въ такомъ случаѣ черезъ I' и $V_A' - V_B'$. Очевидно:

$$I' = \frac{e}{r_0 + r'},$$

гдѣ r' есть эквивалентное сопротивление между точками A и B . Имѣемъ далѣе:

$$\begin{aligned} V_A' - V_B' &= r' I' = \\ &= \frac{er'}{r_0 + r'} = \\ &= \frac{e}{1 + \frac{r_0}{r'}} \end{aligned}$$

Измѣненіе измѣряемой разности потенциаловъ, происшедшее вслѣдствіе приключенія вольтметра, выразится такъ:

$$\begin{aligned} \Delta V &= (V_A' - V_B') - (V_A - V_B) = \\ &= e \left(\frac{1}{1 + \frac{r_0}{r'}} - \frac{1}{1 + \frac{r_0}{r_1}} \right) = \\ &= er_0 \frac{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r'}}{\left(1 + \frac{r_0}{r_1}\right) \left(1 + \frac{r_0}{r'}\right)} = \\ &= \frac{er_0}{r_1 r' \left(1 + \frac{r_0}{r_1}\right) \left(1 + \frac{r_0}{r'}\right)} (r' - r_1). \end{aligned}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Отсюда мы видимъ, что ΔV будетъ тѣмъ меньше, чѣмъ меньше разность:

$$r' - r_1.$$

Ясно, что условія измѣренія разности потенциаловъ были бы идеальны, если бы:

$$\Delta V = 0.$$

При этомъ мы должны были бы имѣть:

$$r' - r_1 = 0.$$

Но мы знаемъ, что:

$$\begin{aligned} r' &= \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} = \\ &= \frac{r_1}{1 + \frac{r_1}{r_2}}. \end{aligned}$$

Слѣдовательно, чѣмъ больше r_2 , тѣмъ ближе мы будемъ къ этимъ идеальнымъ условіямъ, которыя выполняются въ точности при:

$$r_2 = \infty,$$

когда мы имѣемъ:

$$r' = r_1.$$

65. Паденіе потенциала (напряженія) въ электрической цѣпи.—

Разсмотримъ сначала ту часть цѣпи, въ которой находится источникъ э.-д. силы. Пусть A и B представляютъ собою зажимы этого источника D —динамомашины или гальваническаго элемента и т. п. (рис. 101). Представимъ себѣ далѣе, что его э.-д. сила e дѣйствуетъ отъ B къ A , возбуждая въ этомъ на-

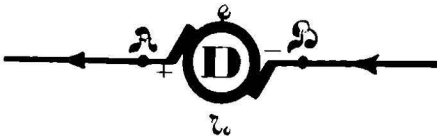


Рис. 101.

правленіи токъ, сила котораго есть i , и обозначимъ внутреннее сопротивление генератора черезъ r_0 . Разность потенциаловъ между точками A и B будетъ возбуждать во внѣшней части

цѣпи, приключенной къ этимъ точкамъ, электрической токъ въ направленіи отъ A къ B . Эта разность потенциаловъ, характеризующая собою разность состояній точекъ A и B , должна очевидно во всѣхъ случаяхъ стремиться возбудить токъ въ этомъ именно направленіи отъ A къ B . И слѣдовательно внутри самого генератора разность потенциаловъ $V_A - V_B$ дѣйствуетъ на

УДУНТ
(ИПБТ)

встрѣчу э.-д. силъ e , при чемъ всетаки перевѣсъ остается на сторонѣ э.-д. силы e . Итакъ, на участкѣ цѣпи, состоящемъ изъ генератора съ сопротивленіемъ r_0 , дѣйствуютъ одновременно двѣ причины, обуславливающія токъ i на этомъ участкѣ: э.-д. сила генератора e , которую мы будемъ считать положительною, такъ какъ она именно и возбуждаетъ токъ и потому, слѣдовательно, направлена такъ же, какъ и токъ, и вторая причина—разность потенциаловъ $V_A - V_B$, которая на разсматриваемомъ участкѣ дѣйствуетъ въ обратномъ направленіи и которой мы поэтому приписываемъ знакъ минусъ. Прилагая теперь законъ Ома къ этому участку, получаемъ на общемъ основаніи (§ 58):

$$i = \frac{-(V_A - V_B) + e}{r_0}.$$

Отсюда получаемъ:

$$V_A - V_B = e - r_0 i,$$

т. е. разность потенциаловъ $V_A - V_B$, играющая роль электродвижущей силы для внешней цѣпи, присоединенной къ зажимамъ генератора A и B , меньше электродвижущей силы генератора на величину, представляющую собою произведеніе силы тока на внутреннее сопротивленіе генератора.

Это произведеніе $r_0 i$ опредѣляетъ собою часть э.-д. силы e , теряемую на преодоленіе внутренняго сопротивленія генератора и потому часто называется *потерей напряженія внутри генератора*.

Остающаяся часть э.-д. силы генератора, $V_A - V_B$, расходуется на преодоленіе всѣхъ внѣшнихъ сопротивленій. Если мы условно примемъ, что для точки B (рис. 102) имѣетъ мѣсто:

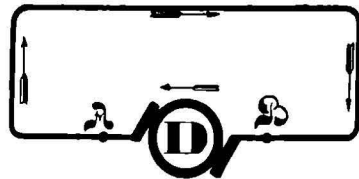


Рис. 102.

$$V_B = 0,$$

то очевидно:

$$V_A > 0.$$

Въ этомъ случаѣ потенциалы всѣхъ точекъ внѣшней цѣпи будутъ положительны, но всѣ они будутъ меньше потенциала точки A . По мѣрѣ того, какъ мы идемъ внѣ генератора отъ точки A къ точкѣ B , потенциалъ становится все меньше и меньше, потенциалъ падаетъ и наконецъ въ точкѣ B онъ равенъ нулю.

Въ этомъ смыслѣ разность потенциаловъ между любыми двумя точками внѣшней цѣпи является *потерей потенциала* или, какъ обыкновенно выражаются, *потерей напряжения на данномъ участкѣ*.

Измѣненіе потенциала вдоль электрической цѣпи удобно иллюстрировать особыми діаграммами. На рисункѣ 103 представлена подобная діаграмма, построенная для рассматриваемой электрической цѣпи (рис. 102). Здѣсь по оси абсциссъ откладываются сопротивления всѣхъ частей цѣпи, начиная съ точки *B* въ направленіи тока. По оси ординатъ откладываемъ

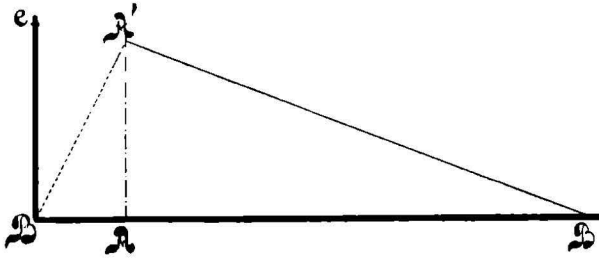


Рис. 103.

величины э.-д. силъ и разностей потенциаловъ. Кривая, характеризующая распределеніе потенциала, начинается отъ оси абсциссъ въ точкѣ *B*, ибо:

$$V_B = 0.$$

Въ части цѣпи *BA*, внутри генератора, потенциалъ возрастаетъ. Видъ этой части кривой, показанной пунктиромъ, въ значительной степени зависитъ отъ того, какимъ образомъ распределенъ внутри генератора процессъ возникновенія э.-д. силы. Итакъ, ордината *AA'* изображаетъ разность потенциаловъ $V_A - V_B$ и, что въ данномъ случаѣ одно и то же, потенциалъ точки *A*. При этомъ:

$$V_A - V_B < e.$$

Далѣе, начиная съ точки *A* потенциалъ во внѣшней цѣпи равномерно падаетъ до нуля въ точкѣ *B*.

Въ случаѣ, если сдѣлаемъ сопротивление внѣшней цѣпи равнымъ нулю, другими словами коротко соединимъ между собою зажимы нашего генератора, то очевидно:

$$V_A - V_B = 0$$

НВ
УДУНТ
(ИПБТ)

и на основаніи только что указаннаго:

$$e = r_0 i,$$

т. е. вся э.-д. сила генератора идетъ цѣликомъ на преодоленіе внутренняго сопротивленія.

Въ этомъ отношеніи представляетъ интересъ одинъ предѣльный случай. Именно, представимъ себѣ кольцевой проводникъ (рис. 104), въ которомъ возникаетъ э.-д. сила индукціи въ условіяхъ, аналогичныхъ, скажемъ, тѣмъ, которыя изображены на рис. 57. Въ данномъ случаѣ, въ виду полной симметріи всего расположенія, мы должны заключить, что всѣ части нашего кольца принимаютъ одинаковое участіе въ пересѣченіи возникающаго или исчезающаго магнитнаго потока и, слѣдовательно, процессъ возникновенія э.-д. силы распределенъ совершенно равномерно вдоль кольца. Это значитъ, что если мы обозначимъ черезъ e э.-д. силу, индуцируемую во всемъ кольцѣ, то э.-д. силу, возникающую въ половинѣ кольца, мы должны считать равной:

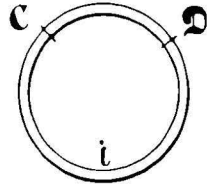


Рис. 104.

$$\frac{e}{2},$$

въ четверти кольца:

$$\frac{e}{4} \text{ и т. д.}$$

Слѣдовательно, на участкѣ CD , составляющемъ n -ую часть всего кольца, индуцируется э.-д. сила, равная:

$$\frac{e}{n}.$$

Что касается электрическаго сопротивленія кольца, то если его величина есть r , сопротивленіе n -ой части кольца есть:

$$\frac{r}{n}.$$

Прилагая законъ Ома ко всей замкнутой цѣпи кольца, имѣемъ:

$$i = \frac{e}{r},$$

или:

$$e = ri.$$

Разсмотримъ теперь n -ую часть кольца, именно часть CD . Согласно предыдущему можемъ написать:

$$V_C - V_D = \frac{e}{n} - \frac{r}{n} \cdot i.$$

Но:

$$e - ri = 0$$

и, слѣдовательно:

$$\frac{e}{n} - \frac{r}{n} i = 0.$$

На этомъ основаніи получаемъ окончательно:

$$V_C - V_D = 0,$$

т. е. въ рассматриваемомъ случаѣ разность потенциаловъ между любыми двумя точками электрической цѣпи равна нулю. Другими словами, для всѣхъ точекъ цѣпи въ этомъ случаѣ:

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

Въ качествѣ примѣра для иллюстраціи сказаннаго о потерѣ напряженія внутри генератора рассмотримъ вопросъ объ измѣреніи э.-д. силы генератора при помощи вольтметра. Предположимъ, что къ зажимамъ A и B генератора D , въ которомъ развивается э.-д. сила e , присоединенъ вольтметръ V (рис. 105) и при этомъ нѣтъ больше никакой другой внѣшней цѣпи или, какъ говорятъ, нагрузки. Обозначивъ черезъ i силу возникающаго въ этомъ случаѣ тока, черезъ r_0 — внутреннее сопротивление генератора и черезъ r — сопротивление вольтметра, можемъ написать на основаніи предыдущаго:

$$V_A - V_B = e - r_0 i$$

и кромѣ того:

$$i = \frac{V_A - V_B}{r}$$

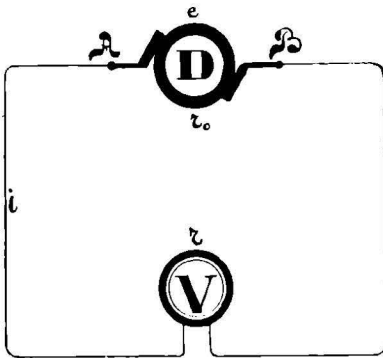


Рис. 105.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Подставляем это значение i въ первое уравненіе:

$$V_A - V_B = e - \frac{r_0}{r} (V_A - V_B)$$

и окончательно:

$$e = (V_A - V_B) \left(1 + \frac{r_0}{r} \right).$$

Отсюда мы видимъ, что если къ зажимамъ ненагруженнаго генератора присоединить вольтметръ, то показаніе послѣдняго будетъ тѣмъ ближе къ э.-д. силѣ генератора, чѣмъ больше сопротивленіе вольтметра по сравненію съ внутреннимъ сопротивленіемъ генератора. Принимая показаніе вольтметра за величину э.-д. силы, мы дѣлаемъ ошибку:

$$(V_A - V_B) \frac{r_0}{r}.$$

Такъ какъ въ огромномъ большинствѣ случаевъ сопротивленіе вольтметра бываетъ въ тысячи, десятки тысячъ разъ больше сопротивленія генератора, то, слѣдовательно, въ обычной практикѣ мы можемъ съ достаточною степенью точности измѣрять э.-д. силу вольтметромъ. Въ случаяхъ же, если отношеніе:

$$\frac{r_0}{r}$$

настолько велико, что пренебреженіе имъ повлекло бы грубую ошибку, или если по тѣмъ или инымъ соображеніямъ требуется особенная точность, то либо отдѣльно вычисляютъ поправку:

$$(V_A - V_B) \frac{r_0}{r} = r_0 i,$$

либо прибѣгаютъ къ помощи совсѣмъ другихъ методовъ измѣренія э.-д. силъ.

Въ заключеніе, опять въ видѣ примѣра, рассмотримъ вопросъ о потерѣ напряженія въ линіи, подводящей электрическую энергію къ приѣмнику. Допустимъ, что $A_2 B_2$ (рис. 106) есть приѣмникъ съ сопротивленіемъ r_2 , питающійся отъ генератора D , э.-д. сила котораго и внутреннее сопротивленіе — e и r_0 . A_1 и B_1 представляютъ собою зажимы динамомашинны, къ которымъ присоединяются два провода линіи $A_1 A_2$ и $B_1 B_2$. Сопротивленіе каждого

УДУНТ
(ИПБТ)

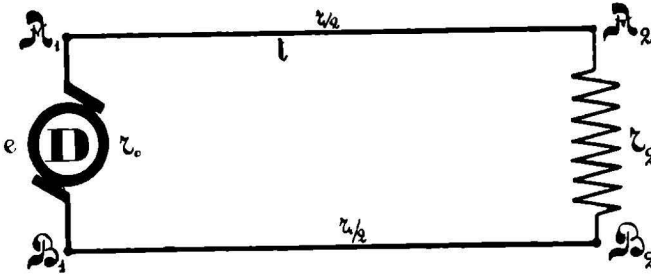


Рис. 106.

изъ этихъ проводниковъ обозначимъ черезъ $\frac{r_1}{2}$; полное же сопротивление всей линии будетъ очевидно r_1 . По цепи протекаетъ токъ, сила котораго будетъ:

$$i = \frac{e}{r_0 + r_1 + r_2}.$$

Напряжение въ началѣ линии, т. е. у зажимовъ A_1 и B_1 , выразится слѣдующимъ образомъ:

$$V_{A_1} - V_{B_1} = e - r_0 i.$$

Вычитая изъ него потерю напряжения въ линейныхъ проводахъ, получаемъ напряжение у зажимовъ приемника:

$$\begin{aligned} V_{A_2} - V_{B_2} &= (V_{A_1} - V_{B_1}) - (V_{A_1} - V_{A_2}) - (V_{B_2} - V_{B_1}) = \\ &= (V_{A_1} - V_{B_1}) - r_1 i. \end{aligned}$$

Итакъ потеря напряжения въ линии есть:

$$\Delta e = r_1 i.$$

Выражая далѣе r_1 черезъ его геометрическіе размѣры, получаемъ:

$$r_1 = \rho \frac{l}{s},$$

гдѣ l есть двойная длина линии передачи.

Подставляем это въ выраженіе для потери напряжения:

$$\Delta e = \frac{\rho l i}{s}.$$

Отсюда окончательно получаемъ:

$$s = \frac{\rho l i}{\Delta e}.$$

Послѣднее выраженіе позволяетъ рассчитать провода линии, т. е. подобрать подходящія сѣченія ихъ, задавшись по тѣмъ или другимъ соображеніямъ величиною допустимой потери напряжения Δe .

УДУНТ
(ИПБТ)

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ.

Тепловыя дѣйствія тока.

66. Нагрѣваніе проводниковъ токомъ. Законъ Джоуля.—Мы уже не разъ касались вопроса о работѣ тока въ электрической цѣпи и указывали, что эта работа можетъ между прочимъ выразиться въ нагрѣваніи тѣхъ проводниковъ, изъ которыхъ составлена цѣпь. Вещество проводниковъ принимаетъ нѣкоторое участіе въ процессѣ, называемомъ нами электрическимъ токомъ, что выражается зависимостью сопротивленія цѣпи отъ природы вещества. Въ виду этого и въ случаѣ электрическаго тока проявляется основное свойство всякаго вещества, всякой матеріальной среды. Совершенно независимо отъ характера того или иного кинетическаго процесса матеріальная среда, принимающая въ немъ участіе, всегда поглощаетъ всю или хотя бы часть энергіи системы. Какъ результатъ этого является эквивалентное увеличеніе количества тепла въ системѣ: матеріальныя части ея нагрѣваются. И во всякой электрической цѣпи при прохожденіи тока проводники обыкновенно нагрѣваются. Въ случаѣ, когда токъ не совершаетъ никакой механической работы и вообще не преодолеваетъ никакихъ противодѣйствующихъ, обратныхъ э.-д. силъ, вся электрическая энергія, развиваемая генераторомъ, расходуется цѣликомъ на нагрѣваніе проводниковъ цѣпи. Для того, чтобы сосредоточить свое вниманіе именно на нагрѣваніи проводниковъ токомъ, мы предположимъ, что имѣемъ какъ разъ такой случай. Если мы станемъ измѣрять количество тепла, выдѣляемаго въ проводникахъ, обычными единицами работы, на примѣръ джоулями, то очевидно выраженіе для электрической работы и представитъ

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

собою это количество тепла. Вообразимъ себѣ проводникъ съ сопротивленіемъ r , по которому проходитъ токъ силою i подъ вліяніемъ разности потенциаловъ $V_A - V_B$ между концами. Обозначая количество тепла черезъ Q' и работу черезъ A , получимъ въ этомъ случаѣ:

$$Q' = A = \\ = (V_A - V_B) i t,$$

гдѣ t есть время, въ теченіе котораго это тепло выдѣлилось.

Ясно, что, пользуясь закономъ Ома, мы можемъ представить это выраженіе и въ другихъ формахъ:

$$Q' = \frac{(V_A - V_B)^2}{r} t = \\ = ri^2t.$$

Если же мы пожелаемъ выразить количество тепла въ особыхъ тепловыхъ единицахъ—калоріяхъ, то въ эти соотношенія придется ввести еще нѣкоторый коэффициентъ пропорціональности. Обозначимъ его черезъ c . Пусть далѣе Q есть количество тепла въ *малыхъ калоріяхъ*. Въ такомъ случаѣ можемъ написать:

$$Q = c (V_A - V_B) i t = \\ = c \frac{V_A - V_B^2}{r} t = \\ = cri^2t.$$

Послѣднее соотношеніе изъ этого ряда было установлено чисто экспериментально Джулемъ и нѣсколько позже, совершенно независимо отъ него, Ленцомъ. По имени перваго оно обычно называется *закономъ Джуля*, а то тепло, которое выдѣляется въ проводникахъ благодаря ихъ сопротивленію, нерѣдко называютъ *тепломъ Джуля*.

Итакъ законъ Джуля гласитъ, что *количество тепла, развиваемаго электрическимъ токомъ въ проводникъ, прямо-пропорціонально сопротивленію проводника, квадрату силы тока и времени*.

Опредѣлимъ теперь значеніе коэффициента c . Q малыхъ калорій равны 0,001 Q большимъ калоріямъ и эквивалентны 0,425 Q килограмметрамъ. Далѣе, на основаніи § 50, имѣемъ:

$$ri^2t \text{ джулей} = 0,102 ri^2t \text{ килограмметрамъ.}$$

НВ
УДУНТ
(ИПБТ)

Поэтому можем написать:

$$0,425Q = 0,102 ri^2t.$$

Слѣдовательно:

$$\begin{aligned} c &= \frac{0,102}{0,425} = \\ &= 0,24. \end{aligned}$$

Такимъ образомъ:

$$\begin{aligned} Q &= 0,24 (V_A - V_B) it = \\ &= 0,24 \frac{(V_A - V_B)^2}{r} t = \\ &= 0,24 ri^2t. \end{aligned}$$

Соединивъ въ цѣпи послѣдовательно нѣсколько проволокъ—напримѣръ желѣзныхъ—разнаго діаметра и пропуская по нимъ токъ, мы увидимъ, что въ то время какъ тонкія проволоки накалятся, скажемъ, до краснаго каленія, толстыя едва-едва нагрѣются. Это объясняется тѣмъ, что сопротивление, приходящееся на единицу длины проволоки, будетъ обратно-пропорціо-нально квадрату діаметра, и слѣдовательно въ этомъ же отно-шеніи будетъ измѣняться въ зависимости отъ діаметра и коли-чество тепла, выдѣляемаго въ данномъ случаѣ за нѣкоторый промежутокъ времени на единицѣ длины проволоки. Подобнымъ же образомъ, если въ цѣпь введены проволоки одинаковаго діаметра, но однѣ изъ желѣза, другія изъ мѣди, то желѣзныя про-волоки накалятся до-красна, въ то время какъ мѣдныя оста-нутся еще темными. И это имѣетъ мѣсто несмотря на то, что теплоемкость желѣза нѣсколько больше теплоемкости мѣди. По-добное различіе теплоемкостей съ избыткомъ покрывается зна-чительной разницей удѣльныхъ сопротивленій желѣза и мѣди (см. § 60).

Обстоятельствомъ, характеризующимъ тепло Джуля, является то, что количество его совершенно не зависитъ отъ направле-нія тока. Это слѣдуетъ изъ всѣхъ вышеприведенныхъ соотно-шеній, гдѣ мы имѣли либо квадраты разности потенциаловъ или силы тока, либо произведение этихъ двухъ величинъ, одинаково въ данномъ случаѣ направленныхъ.

67. Приложенія тепловыхъ дѣйствій тока.—Нагрѣваніе про-водниковъ токомъ, являясь неизбѣжнымъ результатомъ тѣхъ общихъ условій, при которыхъ протекаетъ электрокинетическій процессъ, весьма часто разсматривается, какъ обстоятельство,

УДУНТ
(ИПБТ)

бесполезно поглощающее энергію. Въ такихъ случаяхъ обыкновенно принимаются мѣры къ тому, чтобы уменьшить насколько возможно это нагрѣваніе. Такъ напримѣръ въ случаѣ электрическаго генератора или электродвигателя, въ случаѣ проводниковъ, передающихъ электрическую энергію отъ генератора къ приемнику, и т. п. стараются сдѣлать электрическое сопротивленіе какъ можно меньше и только экономическія или конструктивныя соображенія кладутъ предѣлъ въ этомъ отношеніи. Есть однако не мало примѣровъ и обратнаго. На практикѣ нагрѣваніе проводниковъ электрическимъ токомъ въ нѣкоторыхъ случаяхъ используется, какъ явленіе, необходимое для осуществленія того или иного эффекта. Въ нижеслѣдующихъ строкахъ мы вкратцѣ остановимся на нѣкоторыхъ изъ подобныхъ примѣровъ.

Наиболѣе распространеннымъ въ настоящее время приборомъ, въ которомъ мы пользуемся нагрѣваніемъ проводника

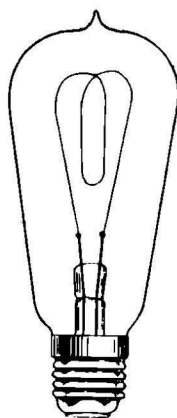


Рис. 107.

токомъ, является несомнѣнно *электрическая лампа накаливанія*. Устройство ея въ общихъ чертахъ состоитъ въ слѣдующемъ. Тонкая нить, изготовляемая особымъ способомъ изъ угля или изъ такихъ тугоплавкихъ металловъ, какъ танталъ, вольфрамъ и другіе, изгибается въ формѣ петли или какъ нибудь иначе и помѣщается внутри стекляннаго сосуда, изъ котораго выкачанъ воздухъ (рис. 107). Воздухъ выкачивается съ одной стороны для того, чтобы предотвратить окисленіе или другіе возможные химическіе процессы у поверхности накаленной нити, и съ другой стороны съ цѣлью ухудшить теплопроводность окружающаго нить пространства и получить такимъ образомъ возможность достигнуть

необходимой температуры каленія нити при наименьшей расходуемой на это мощности. Для подведенія тока къ нити концы ея присоединяютъ къ сравнительно хорошо проводящимъ проволокамъ, впаяннымъ въ нижнюю суженную часть стекляннаго сосуда, снаружи которой располагаются металлическія контактные части, служащія для прикрѣпленія лампы къ специальнымъ поддерживающимъ устройствамъ—люстрамъ, бра и т. д. и для включенія лампы въ электрическую цѣпь. При пропусканіи черезъ лампу тока, нить ея доводится до блага каленія и

излучаетъ свѣтъ. Въ данномъ случаѣ, какъ и во всѣхъ другихъ случаяхъ установившагося нагрѣванія проводниковъ токомъ, температура соотвѣтствуетъ условіямъ подвижного равновѣсія въ тепловомъ процессѣ: количество тепла, выдѣляемаго токомъ въ нѣкоторый промежутокъ времени, въ точности равно количеству тепла, теряемаго благодаря излученію за тотъ же промежутокъ времени.

Въ качествѣ слѣдующаго примѣра практическаго примѣненія нагрѣванія проводниковъ токомъ приведемъ такъ называемые *плавкіе предохранители*, включаемые обычно въ различныхъ мѣстахъ электрической цѣпи и въ мѣстахъ всѣхъ отвлѣченій отъ нея съ тою цѣлью, чтобы сила тока не могла сдѣлаться чрезмѣрно большой благодаря какой-либо несчастной случайности, на примѣръ порчѣ изоляціи между проводами и т. п. Предохранители включаютъ необходимо потому, что слишкомъ сильный токъ можетъ вызвать такое нагрѣваніе, на которое не рассчитаны и котораго не выдержатъ генераторы и другія части цѣпи. Въ качествѣ плавкихъ предохранителей примѣняютъ небольшіе отрѣзки проволоки, діаметръ которой въ каждомъ частномъ случаѣ подбираютъ такимъ образомъ, чтобы она плавилась, какъ только сила тока выйдетъ болѣе или менѣе за нормальный предѣлъ. Съ цѣлью безопасности въ пожарномъ отношеніи въ обычной практикѣ чаще всего примѣняютъ предохранители изъ легкоплавкихъ металловъ, какъ на примѣръ свинецъ, или особые легкоплавкіе сплавы.

Остановимся теперь на тѣхъ случаяхъ, когда тепло, развиваемое токомъ, является конечною цѣлью нѣкаго устройства. Сюда относятся всевозможныя грѣлки, электрическія печи и т. д. Весьма, на примѣръ, распространены различныя приспособленія для согрѣванія воды и для варки кушаній. Устройство всѣхъ подобнаго рода грѣлокъ сводится къ тому, что располагаютъ возможно ближе къ стѣнкамъ металлическаго сосуда, внутрь котораго наливается, допустимъ, вода, хорошо изолированную проволоку, сильно нагрѣваемую проходящимъ черезъ нее токомъ. Кромѣ того принимаются, конечно, еще мѣры противъ потерь тепла наружу. Пусть, на примѣръ, требуется рассчитать электрическую часть грѣлки, которая должна въ теченіи 10 минутъ согрѣвать 2 литра воды отъ 10° до температуры кипѣнія, и допустимъ, что эта грѣлка будетъ присоединена къ сѣти съ напряженіемъ въ 110 вольтовъ между проводами. Въ

первомъ приближеніи мы можемъ пренебречь теплоемкостью сосуда и проволоки, а также потерю тепла на сторону. Въ такомъ случаѣ количество тепла, которое надо развить, выразится слѣдующимъ образомъ:

$$Q = 2000 \cdot 90 = \\ = 180\,000 \text{ м. калорій.}$$

На основаніи соотношенія:

$$Q = 0,24 \frac{(V_A - V_B)^2}{r} t$$

можемъ написать, подставивъ сюда соответствующія значенія входящихъ величинъ:

$$180\,000 = 0,24 \frac{110^2}{r} 600.$$

Отсюда получаемъ:

$$r = 9,68 \text{ ома.}$$

Выбравъ матеріалъ для проволоки грѣлки и зная его удѣльное сопротивление, нетрудно подобрать соответствующіе длину и діаметръ проволоки. При этомъ необходимо еще считаться съ тѣмъ, чтобы температура проволоки не достигала значенія, угрожающаго какъ самой проволокѣ, такъ и изоляціи. Въ этомъ отношеніи приходится руководствоваться опытомъ или составленными на основаніи предварительныхъ опытовъ таблицами допустимыхъ плотностей тока (отношеній силы тока къ сѣченію провода) для разныхъ случаевъ.

Итакъ, грѣлка, удовлетворяющая поставленнымъ выше условіямъ, будетъ брать отъ сѣти токъ силою:

$$i = \frac{110}{9,68} = \\ = 11,36 \text{ амперъ.}$$

и будетъ расходовать мощность:

$$W = 110 \cdot 11,36 = \\ = 1250 \text{ ваттовъ} = \\ = 1,25 \text{ киловатта.}$$

Электрическая же энергія, потребленная грѣлкой въ теченіе 10 минутъ, будетъ равна:

$$A = 1,25 \cdot \frac{10}{60} = \\ = 0,28 \text{ киловаттъ-часа.}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Къ разсматриваемой категоріи примѣненій электричества слѣдуетъ отнести и электрическую сварку, производимую слѣдующимъ образомъ. Свариваемыя поверхности двухъ кусковъ металла прикладываютъ одну къ другой, крѣпко сдавливаютъ и черезъ мѣста соприкосновенія пропускаютъ настолько сильный токъ (иногда десятки, сотни тысячъ амперъ), что выдѣляющееся джулево тепло быстро расплавляетъ металлъ въ мѣстѣ контакта. Сильное давленіе обуславливаетъ при этомъ весьма тѣсное сближеніе свариваемыхъ предметовъ и въ результатѣ получается очень прочное соединеніе.

Джулевымъ же тепломъ пользуются иногда для расплавленія металла и въ нѣкоторыхъ металлургическихъ процессахъ (печи Челлина и т. п.).

Къ области тепловыхъ дѣйствій тока отнесемъ и такъ называемую *вольтову дугу*, которая можетъ быть получена въ цѣпи всякаго достаточно мощнаго генератора, обладающаго къ тому же достаточно большой э.-д силой. Для возникновенія дуги необходимо имѣть въ цѣпи перерывъ. Сначала сближаютъ до соприкосновенія *электроды*, ограничивающіе этотъ перерывъ; при этомъ обыкновенно весьма быстро накаливаются части электродовъ въ области контакта, благодаря большому сопротивленію въ этомъ мѣстѣ. Раздвигая затѣмъ электроды, получаютъ токъ черезъ газообразный промежутокъ въ видѣ огненной дуги. Въ этомъ случаѣ мы встрѣчаемся съ примѣромъ прохожденія тока черезъ газъ, обычно разсматриваемый, какъ хорошій изоляторъ. Есть, однако, цѣлый рядъ условій, при которыхъ газъ дѣлается проводящимъ. Между прочимъ, высокая температура самого газа или хотя бы электродовъ, ограничивающихъ его, можетъ обусловить прохожденіе тока черезъ газъ, какъ это и имѣетъ мѣсто въ вольтовой дугѣ. Мощность, поглощаемая вольтовой дугой, бываетъ довольно велика, что въ связи съ небольшими сравнительно геометрическими размѣрами области дуги имѣетъ обычно слѣдствіемъ чрезвычайно высокую температуру въ этой области и, между прочимъ, сильное каленіе концовъ электродовъ дуги. Этимъ объясняется примѣненіе вольтовой дуги для освѣщенія, а также для разнаго рода металлургическихъ и химическихъ процессовъ.

Упомянувъ затѣмъ о такихъ примѣненіяхъ нагрѣванія проводника токомъ, какъ электрокаустика (въ области хирургіи) и взрываніе минъ, познакомимся въ заключеніе съ устройствомъ

тепловыхъ измѣрительныхъ приборовъ. Въ приборахъ этой системы измѣряемый токъ пропускается по специальному, извѣстному образамъ натянутому, проводнику, геометрическіе размѣры котораго подбираются такъ, чтобы токъ могъ замѣтно повысить его температуру. Очевидно при этомъ увеличивается длина проводника. Далѣе, въ зависимости отъ конструкціи прибора примѣняются то или другое приспособленіе, при помощи котораго измѣненіе длины проводника вызываетъ перемѣщеніе стрѣлки прибора. Ясно, что при неизмѣнности вѣшнихъ условій каждому значенію силы тока будетъ соответствовать строго опредѣленное положеніе стрѣлки на шкалѣ прибора. На рисункѣ

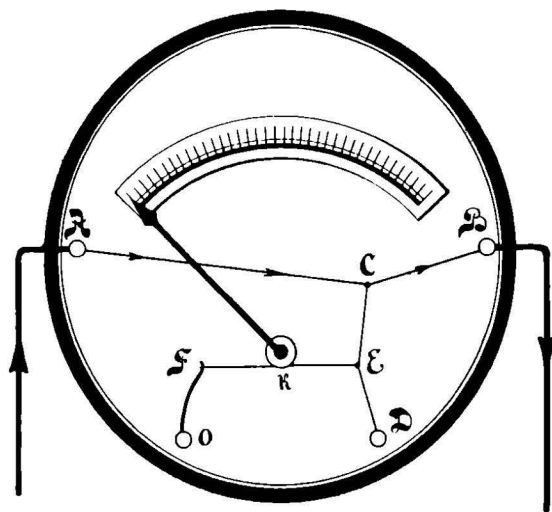


Рис. 108.

108 показано устройство весьма распространенныхъ тепловыхъ измѣрительныхъ приборовъ фирмы Гартманъ и Браунъ. Измѣряемый токъ пропускается черезъ проволоку AB , изготовляемую изъ специально подобраннаго сплава. Проволока эта прочно закрѣплена въ точкахъ A и B , а въ точкѣ C оттягивается книзу особой проволочкой CD , закрѣпленной въ точкѣ D . Наконецъ проволочка CD въ свою очередь оттягивается въ точкѣ E влѣво гибкой проволочкой EF , перекинутой черезъ блокъ K и оттягиваемой пружиной FO . Само собою понятно, что при пропусканіи тока проволока AB нагрѣется, удлинится и оттянется книзу въ точкѣ C . Сближеніе точекъ C и D позволитъ точкѣ E подвинуться влѣво подѣйствіемъ пружины

FO. При этомъ повернется блокъ *K* и перемѣстится на шкалѣ связанная съ нимъ стрѣлка. Описываемой комбинаціей проводочекъ достигается то, что весьма незначительное измѣненіе длины проволоки *AB* влечетъ за собою очень большое перемѣщеніе стрѣлки. Объясняется это чисто геометрически тѣмъ, что во всякомъ прямоугольномъ треугольникѣ съ очень малымъ острымъ угломъ катетъ, противолежащій этому углу, претерпѣваетъ значительныя измѣненія при самыхъ ничтожныхъ измѣненіяхъ длины гипотенузы. Приборы разсмотрѣннаго типа строятся, какъ амперметры и какъ вольтметры.

68. Явленіе Пельтье.—Тепло Джуля не является единственной возможной формой тепловыхъ дѣйствій электрическаго тока въ цѣпи. Отличительной особенностью другихъ формъ оказывается то, что явленіе зависитъ отъ направленія тока. Къ этой области относится явленіе, открытое *Пельтье* и заключающееся въ томъ, что въ случаѣ, когда электрическая цѣпь состоитъ изъ нѣсколькихъ разнородныхъ соприкасающихся другъ съ другомъ проводниковъ, хотя бы исключительно металлическихъ, при прохожденіи тока въ мѣстахъ спаевъ наблюдается выдѣленіе или поглощеніе тепла въ зависимости отъ направленія тока. Обычно это явленіе наблюдается не особенно рѣзко, такъ какъ оно налагается на основной тепловой процессъ—выдѣленіе джулева тепла. Сущность явленія Пельтье заключается въ слѣдующемъ. Въ мѣстахъ соприкосновенія разнородныхъ тѣлъ вълѣдствіе какого-то неизвѣстнаго намъ взаимодействія между этими тѣлами возникаетъ открытая *Вольтою* э.-д. сила, такъ называемая *контактная электродвижущая сила*, направленная отъ одного тѣла къ другому. Въ обычныхъ условіяхъ мы не замѣчаемъ въ электрической цѣпи дѣйствія контактныхъ э.-д. силъ, такъ какъ алгебраическая сумма ихъ, распространенная на весь контуръ цѣпи, равна нулю, если только однако температуры всѣхъ спаевъ одинаковы. Послѣднее условіе зависитъ отъ того, что величина контактной э.-д. силы есть, между прочимъ, функція температуры. Когда температуры спаевъ неодинаковы, въ цѣпи начинаетъ дѣйствовать разность отдѣльныхъ контактныхъ э.-д. силъ, названная нами выше (см. § 47) термоэлектродвижущей силой. Если же будемъ пропускать токъ отъ посторонняго генератора черезъ нашу составную цѣпь, то, очевидно, контактныя э.-д. силы будутъ въ однихъ мѣстахъ содѣйствовать этому току, въ другихъ же онѣ

будутъ дѣйствовать навстрѣчу ему, стремясь его ослабить. На распредѣленіи потенциала вдоль проводника это отразится въ томъ отношеніи, что въ мѣстахъ контактовъ съ содѣйствующими э.-д. силами мы получимъ внезапныя повышенія потенциала, скачки потенциала вверхъ какъ разъ на величину этихъ э.-д. силъ, а въ мѣстахъ контактовъ съ противодѣйствующими э.-д. силами мы будемъ имѣть внезапныя потери потенциала, скачки потенциала внизъ. На рисункѣ 109 представлена діаграмма, иллюстрирующая сказанное о паденіи потенциала вдоль цѣпи, составленной изъ разнородныхъ матеріаловъ. Спаю *A* соответствуетъ приращеніе потенциала, т. е. этотъ спай играетъ роль генератора; спаю же *B* соответствуетъ пониженіе потен-

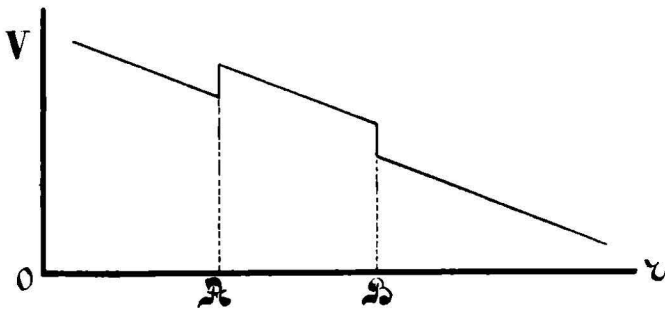


Рис. 109.

циала, другими словами въ спай *B* тратится электрическая энергія. Пельтье показалъ, что въ спай *A* тепло поглощается, а въ спай *B*—выдѣляется. Количество тепла, поглощаемого въ спай *A*, эквивалентно электрической энергіи, развивающейся въ этомъ мѣстѣ, а количество тепла, появляющагося въ спай *B*, эквивалентно электрической энергіи, расходуемой въ этомъ мѣстѣ. Если обозначимъ черезъ e' нѣкоторую контактную э.-д. силу, то количество тепла, развиваемаго въ мѣстѣ контакта при прохожденіи тока i въ теченіе времени t , будетъ:

$$Q_p = - 0,24e'it,$$

при чемъ знакъ зависитъ отъ направленія тока. Направленіе же э.-д. силы e' въ данномъ спай остается неизмѣннымъ.

Что касается величины контактныхъ э.-д. силъ, обусловливающихъ явленіе Пельтье, то онѣ сравнительно невелики. Порядокъ ихъ опредѣляется десятыми долями вольта.

69. Явленіе Томсона.—Въ тѣсной связи съ явленіемъ Пельтье стоитъ явленіе, открытое *В. Томсономъ*. Послѣдній показалъ

УДУНТ
(ИПБТ)

что въ проводникѣ, сдѣланномъ изъ одного матеріала, по различныя точки котораго имѣютъ неодинаковую температуру, происходитъ явленіе той же категоріи, какъ и явленіе Пельтье. Представимъ себѣ, на примѣръ, мѣдный проводникъ, концы котораго поддерживаются при низкой температурѣ, а середина нагрѣта. Въ этомъ случаѣ оказывается, что вдоль проводника болѣе или менѣе равномерно распределены э.-д. силы, направленные отъ концовъ къ серединѣ. Онѣ возникаютъ вслѣдствіе того, что различные поперечные слои проводника, находясь при разныхъ температурахъ, будутъ обладать неодинаковыми физическими свойствами и потому на границахъ ихъ раздѣла появятся э.-д. силы, какъ и при соприкосновеніи разнородныхъ металловъ. Поэтому при пропусканіи электрическаго тока черезъ данный неравномерно нагрѣтый проводникъ въ его первой половинѣ тепло будетъ поглощаться и выдѣляться во второй половинѣ. Для желѣза получается какъ разъ обратное явленіе. Въ этомъ металлѣ возникаютъ э.-д. силы, направленные отъ мѣстъ нагрѣтыхъ къ мѣстамъ холоднымъ. Поэтому въ первой половинѣ желѣзнаго проводника происходитъ выдѣленіе и во второй—поглощеніе тепла при томъ же направленіи тока и при томъ же распределеніи температуръ, что и въ случаѣ опыта съ мѣднымъ проводникомъ. Все происходитъ, слѣдовательно, такъ, какъ будто бы въ мѣди тепло переносится въ направленіи тока, а въ желѣзѣ наоборотъ. Чтобы обнаружить это явленіе на опытѣ, надо пропускать токъ черезъ какой либо стержень, концы котораго поддерживаются, на примѣръ, при 0° , а середина нагрѣта. Тогда въ двухъ точкахъ, симметрично расположенныхъ относительно середины, температура окажется неодинаковою. Для однихъ металловъ (какъ на примѣръ мѣдь, серебро, цинкъ, кадмій, сурьма) кажущійся переносъ теплоты совершается въ направленіи тока, а для другихъ металловъ (желѣзо, олово, алюминій, платина, висмутъ) — обратно току. Въ свинцѣ явленіе Томсона почти совсѣмъ незамѣтно.

Должно имѣть въ виду, что описываемое явленіе, какъ и явленіе Пельтье, практически выражено обычно весьма нерѣзко, ибо на эти явленія всегда накладывается гораздо болѣе интенсивное при нормальныхъ условіяхъ явленіе выдѣленія джулева тепла. Нужны бываютъ спеціальныя мѣры, чтобы ослабить послѣднее явленіе и дать возможность наблюдать первое.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ.

Переменный режимъ въ электрической цѣпи.

70. Прекращеніе постоянного тока.—Представимъ себѣ электрическую цѣпь съ сопротивленіемъ r и коэффициентомъ самоиндукціи L (рис. 110). Пусть внѣшняя э.-д. сила, дѣйствующая

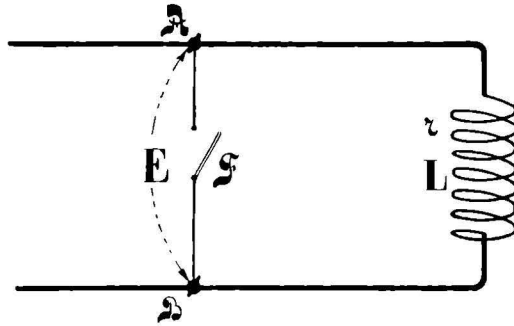


Рис. 110.

между зажимами A и B этой цѣпи, равна E . Другими словами, мы принимаемъ, что:

$$V_A - V_B = E.$$

Сила постоянного тока, протекающаго по цѣпи, выразится согласно закону Ома:

$$I = \frac{E}{r}.$$

Допустимъ теперь, что въ то время, какъ по цѣпи протекаетъ этотъ токъ I , мы уничтожимъ э.-д. силу E . Это мы мо-

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

жемъ сдѣлать, напримѣръ, коротко соединивъ между собою концы нашей цѣпи A и B , пользуясь для этой цѣли рубильникомъ F . Итакъ замыкаемъ этотъ рубильникъ. Казалось бы, что при:

$$V_A - V_B = 0$$

мы не имѣемъ въ цѣпи условій для поддержанія тока и что онъ долженъ прекратиться тотчасъ же послѣ замыканія рубильника F . Однако электромагнитная инерція цѣпи, характеризующаяся коэффициентомъ самоиндукціи L , не допускаетъ того, чтобы установившійся кинетическій процессъ — электрический токъ — мгновенно прекратился. Послѣ замыканія рубильника F токъ въ нашей цѣпи продолжаетъ существовать. Его поддерживаетъ э.-д. сила самоиндукціи:

$$-L \frac{di}{dt},$$

которая отсутствовала, пока токъ сохранялъ свою силу, и появилась, какъ только токъ началъ ослабѣвать по причинѣ отсутствія внѣшней э.-д. силы. Электромагнитная инерція не позволяетъ, такимъ образомъ, току сразу прекратиться. Однако она не можетъ сохранить первоначальную силу тока I въ обычныхъ условіяхъ, когда сопротивление цѣпи r имѣетъ конечное значеніе. Это сопротивление мало по малу поглощаетъ запасъ энергіи тока въ нашей цѣпи и сила тока постепенно уменьшается, приближаясь къ предѣлу — нулю. Все происходитъ совершенно аналогично тому, что мы можемъ наблюдать во всякой матеріальной системѣ, когда внезапно исчезаетъ внѣшняя механическая сила, поддерживавшая нѣкоторое установившееся движеніе. Въ этомъ случаѣ инерція матеріальныхъ частей системы не позволяетъ движенію прекратиться. Оно продолжается и послѣ прекращенія дѣйствія внѣшней силы. Въ обычныхъ условіяхъ въ силу того сопротивленія, которое матеріальная среда оказываетъ всякому происходящему въ ней движенію, движеніе по инерціи не можетъ продолжаться безпредѣльно. Кинетическая энергія системы — живая сила движущихся частей ея — мало по малу поглотится сопротивленіями, пойдетъ на нагреваніе частей системы и движеніе въ концѣ концовъ прекратится.

Разсмотримъ теперь, какъ измѣняется съ теченіемъ времени сила тока послѣ замыканія рубильника F , т. е. послѣ выключенія изъ цѣпи дѣйствовавшей въ ней э.-д. силы. Во все это

УДУНТ
(ИПБТ)

время въ цѣпи будетъ существовать только э.-д. сила самоиндукціи, и потому можемъ написать согласно закону Ома:

$$i = \frac{-L \frac{di}{dt}}{r}$$

или:

$$ri = -L \frac{di}{dt}$$

и далѣе:

$$L \frac{di}{dt} + ri = 0.$$

Рѣшивъ это уравненіе, мы очевидно узнаемъ, какъ измѣняется i съ теченіемъ времени. Раздѣляя переменныя, получаемъ:

$$\frac{di}{i} = -\frac{r}{L} \cdot dt.$$

Слѣдовательно:

$$\log \frac{i}{K} = -\frac{r}{L} t,$$

откуда:

$$i = K e^{-\frac{r}{L} t}.$$

Здѣсь e есть основаніе натуральныхъ логарифмовъ, а K — постоянная интегрированія.

Величину постоянной K въ настоящемъ случаѣ мы можемъ опредѣлить, ибо намъ извѣстны начальныя условія. Дѣйствительно полагаемъ:

$$t = 0.$$

Тогда имѣемъ:

$$i = K.$$

Но въ начальный моментъ въ цѣпи была сила тока I . Такимъ образомъ, для этого момента имѣетъ мѣсто слѣдующее:

$$\begin{aligned} i &= K = \\ &= I = \\ &= \frac{E}{r}. \end{aligned}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Въ результатѣ получаемъ полное рѣшеніе въ такомъ видѣ:

$$i = \frac{E}{r} \epsilon^{-\frac{r}{L}t}.$$

Теоретически:

$$i = 0,$$

при:

$$t = \infty.$$

Практически же токъ довольно быстро совершенно исчезаетъ, такъ какъ обычно численное значеніе сопротивленія весьма велико по сравненію съ коэффициентомъ самоиндукціи и слѣдовательно отношеніе:

$$\frac{r}{L}$$

очень велико.

На рисункѣ 111 представленъ графически законъ измѣненія i съ теченіемъ времени. Здѣсь по оси ординатъ отклады-

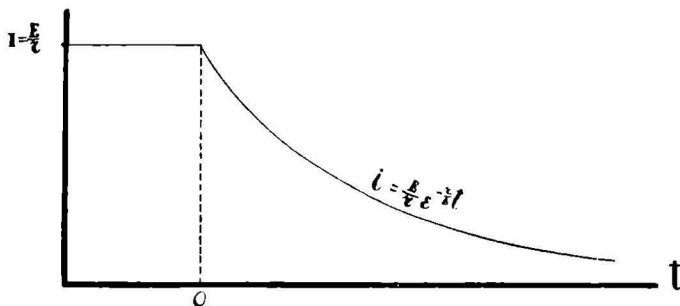


Рис. 111.

ваются значенія силы тока, а вдоль оси абсциссъ — время. Точка 0 соотвѣтствуетъ моменту выключенія внешней э.-д. силы.

Разсмотрѣнная нами схема цѣпи (рис. 110) является скорѣе теоретической, чѣмъ такой, съ которой нормально приходится встрѣчаться на практикѣ. Обычно для прекращенія тока въ цѣпи производятъ разрывъ въ этой цѣпи (рис. 112). Это равносильно внезапному увеличенію сопротивленія цѣпи. И здѣсь электромагнитная инерція не допускаетъ мгновеннаго прекращенія тока. Соотвѣтственно очень быстрому ослабленію тока возникаетъ очень значительная э.-д. сила самоиндукціи, которая обыкновенно оказывается достаточной для того, чтобы превоз-

мочь большое сопротивление, представляемое воздухомъ въ мѣстѣ перерыва. Въ результатѣ въ этомъ мѣстѣ наблюдается искра, являющаяся одной изъ формъ прохожденія тока черезъ воздухъ или вообще газообразную среду. Задача о разысканіи закона, по которому сила тока измѣняется въ этомъ случаѣ съ теченіемъ времени, весьма усложняется, потому что все время, пока длится искра, цѣпь остается замкнутой посредствомъ сопротивления измѣнчиваго и въ значительной степени неизвѣстнаго. Иногда при перерывѣ тока въ цѣпи съ большой самоиндукціей сопротивление изоляціи между крайними частями данной цѣпи — на примѣръ между точками A' и B' (рис. 112)—оказы-

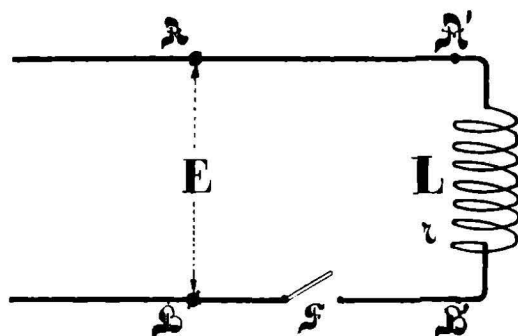


Рис. 112.

вается меньше сопротивленія газовъ въ мѣстѣ перерыва и въ такомъ случаѣ изоляція между A' и B' пробивается. Подобное разрушеніе изоляціи нерѣдко сопровождается свариваніемъ металлическихъ проводниковъ между собою въ мѣстѣ перерыва изоляціи и далѣе въ образовавшейся замкнутой цѣпи явленіе протекаетъ согласно правой части діаграммы, представленной на рисункѣ 111.

Токъ, возникающій благодаря появленію э. д. силы самоиндукціи, иногда называютъ *экстра-токомъ*. Въ разсматриваемомъ нами случаѣ мы имѣемъ, слѣдовательно, дѣло съ *экстра-токомъ размыканія*.

71. Установленіе постоянного тока.—Допустимъ, что мы замыкаемъ рубильникомъ F цѣпь, представленную на рис. 112. Если между зажимами A и B этой цѣпи поддерживается постоянная разность потенциаловъ E , то сила тока, который долженъ въ концѣ концовъ установиться, будетъ:

$$I = \frac{E}{r}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Однако токъ достигнетъ этого значенія не сразу благодаря противодѣйствию со стороны электромагнитной инерціи системы. Все происходитъ и въ данномъ случаѣ совершенно подобно тому, что наблюдается въ матеріальной системѣ, когда внѣшняя механическая сила начинаетъ дѣйствовать на покоившееся до толѣ нѣкоторое тѣло. Въ начальный моментъ скорость равна нулю и сразу не можетъ достигъ окончательнаго значенія, опредѣляемаго соотношеніемъ между внѣшней силой и сопротивленіями, оказываемыми движенію окружающею средою. Въ зависимости отъ инерціи тѣла скорость болѣе или менѣе быстро возрастаетъ и только по прошествіи нѣ котораго промежутка времени достигаетъ предѣла. И въ электрической цѣпи скорость электрокинетическаго процесса—сила тока—въ моментъ замыканія цѣпи всегда равна нулю. Въ этотъ моментъ, слѣдовательно, э. д. сила самоиндукціи вполне компенсируетъ дѣйствіе внѣшней э.-д. силы E . При этомъ скорость нарастанія тока будетъ наибольшая. Но мало по малу она уменьшается. Уменьшается вмѣстѣ съ тѣмъ и противодѣйствующая э. д. сила самоиндукціи. Сила же тока все возрастаетъ и въ концѣ концовъ достигаетъ предѣльнаго значенія I въ то время, какъ э.-д. сила самоиндукціи дѣлается равной нулю.

Попытаемся въ данномъ случаѣ разыскать законъ измѣненія силы тока съ момента замыканія цѣпи. Въ каждый моментъ времени въ нашей цѣпи, очевидно, дѣйствуютъ двѣ э.-д. силы: внѣшняя э.-д. сила и э.-д. сила самоиндукціи. Алгебраическая сумма ихъ будетъ:

$$E - L \frac{di}{dt}$$

и, слѣдовательно, сила тока въ любой моментъ времени выразится такъ:

$$i = \frac{E - L \frac{di}{dt}}{r}.$$

Преобразовавъ это, получимъ:

$$L \frac{di}{dt} + ri = E.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Для получения рѣшенія этого дифференціального уравненія, раздѣляемъ переменныя:

$$\frac{di}{i - \frac{E}{r}} = -\frac{r}{L} \cdot dt,$$

откуда находимъ:

$$\log \frac{1}{K} \left(i - \frac{E}{r} \right) = -\frac{r}{L} t.$$

Слѣдовательно:

$$\begin{aligned} i &= \frac{E}{r} + K e^{-\frac{r}{L} t} \\ &= I + K e^{-\frac{r}{L} t}. \end{aligned}$$

Постоянную K можемъ опредѣлить изъ начальныхъ условій. Дѣйствительно въ моментъ времени:

$$t = 0$$

мы должны имѣть:

$$i = 0.$$

Такимъ образомъ, получаемъ:

$$K = -I.$$

И окончательно:

$$\begin{aligned} i &= I - I e^{-\frac{r}{L} t} \\ &= I \left(1 - e^{-\frac{r}{L} t} \right) \\ &= \frac{E}{r} \left(1 - e^{-\frac{r}{L} t} \right). \end{aligned}$$

На рисунокѣ 113 этотъ результатъ представленъ графически. Въ моментъ замыканія цѣпи:

$$i = 0.$$

Затѣмъ съ теченіемъ времени сила тока возрастаетъ, ассимптотически приближаясь къ значенію I , показанному горизонтальной пунктирной линіей. И это происходитъ тѣмъ медленнѣе, чѣмъ больше при томъ же r коэффициентъ самоиндукціи L . Теоретически условіе:

$$i = \frac{E}{r}$$

достигается лишь при:

$$t = \infty.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Практически же обычно благодаря соотношению между сопротивлением цѣпи и коэффициентом самоиндукции очень быстро достигается предѣльное значение для силы тока, и мы получаемъ въ цѣпи установившійся постоянный токъ по прошествіи небольшой доли секунды. Можно однако создать и такую цѣпь,

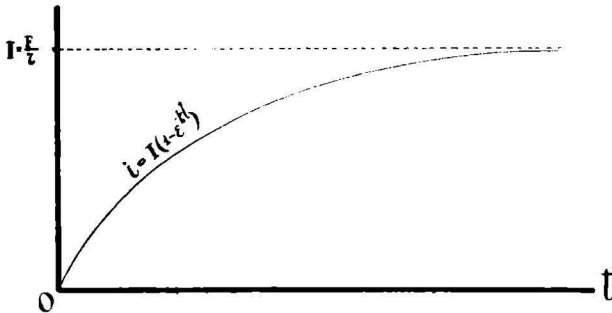


Рис. 113.

въ которой при сравнительно небольшомъ сопротивленіи коэффициентъ самоиндукции будетъ настолько великъ, что періодъ установленія тока длится секундами. На рисункѣ 114 показана схема опыта, принадлежащаго А. С. Попову и наглядно иллюстрирующаго запаздываніе въ установленіи тока, вызываемое электромагнитною инерціею. Къ зажимамъ цѣпи A и B , между

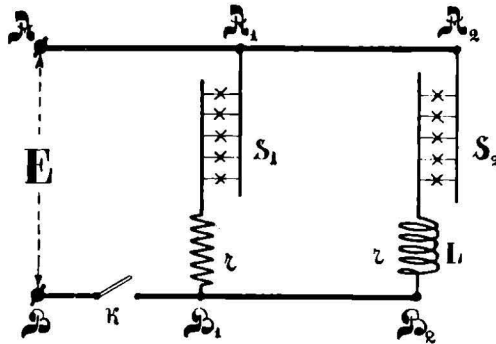


Рис. 114.

которыми дѣйствуетъ внѣшняя э. д. сила E , черезъ посредство рубильника K приключаются двѣ параллельныя вѣтви A_1B_1 и A_2B_2 . Въ каждой изъ этихъ вѣтвей помѣщены совершенно одинаковыя группы лампъ накаливанія S_1 и S_2 , соединенныхъ параллельно для уменьшенія общаго сопротивленія. Кромѣ того

УДУНТ
(ИПБТ)

въ вѣтви A_1B_1 послѣдовательно съ лампами S_1 включенъ обычный реостатъ съ сопротивленіемъ r . Практически коэффициентъ самоиндукціи этого реостата ничтожно малъ и имъ можно пренебречь. Во второй же вѣтви A_2B_2 послѣдовательно съ лампами S_2 помѣщается катушка, обладающая тѣмъ же сопротивленіемъ r , но состоящая изъ большого числа витковъ съ желѣзнымъ сердечникомъ, что дѣлаеть коэффициентъ самоиндукціи катушки очень большимъ. Итакъ мы имѣемъ двѣ параллельныя вѣтви съ тождественными сопротивлениями, электромагнитная же инерція этихъ вѣтвей не одинакова: въ одной она ничтожно мала, въ другой, наоборотъ, велика. Вслѣдствіе этого получается такого рода явленіе. Послѣ замыканія рубильника K лампы S_1 сразу нормально накаливаются, между тѣмъ какъ лампы S_2 зажигаются медленно, такъ что можно наблюдать послѣдовательно всѣ степени каленія, и лишь по прошествіи весьма замѣтнаго промежутка времени яркость горѣнія лампъ S_2 сравнивается съ лампами S_1 . Ясно конечно, что въ описываемомъ опытѣ лампы играютъ роль простого указателя силы тока. Въ вѣтви A_1B_1 токъ устанавливается очень быстро, быть можетъ въ продолженіе какой либо сотой доли секунды, и потому лампы въ этой вѣтви зажигаются очень быстро. Совсѣмъ иначе обстоитъ дѣло въ вѣтви A_2B_2 . Здѣсь большая электромагнитная инерція сильно тормозитъ установленіе тока; онъ возрастаетъ очень медленно, что мы обнаруживаемъ, наблюдая за лампами S_2 . Опытъ этотъ можно произвести еще и въ такой формѣ. Если, замкнувъ рубильникъ K , немедленно его выключить, затѣмъ вновь включить и т. д., и если при этомъ непрерывно повторяющіеся періоды прекращенія тока будутъ весьма непродолжительны, то лампы S_1 будутъ все время оставаться въ накаленномъ состояніи, и лишь легкое миганіе будетъ отмѣчать моменты кратковременныхъ размыканій тока, а лампы S_2 будутъ оставаться совершенно темными, такъ какъ токъ въ цѣпи A_2B_2 не будетъ успѣвать достигнуть замѣтной силы за время замыканія. Все происходитъ, слѣдовательно, такъ, какъ будто бы сопротивление вѣтви A_2B_2 было больше сопротивленія вѣтви A_1B_1 . И, собственно говоря, можно разсматривать противодействующую э.-д. силу, возникающую въ этомъ случаѣ въ вѣтви A_2B_2 , какъ причину, обуславливающую возрастаніе *полнаго сопротивленія*, оказываемаго этой вѣтвью прохожденію по ней измѣняющагося тока. Ставъ на такую точку зрѣнія, мы,

конечно, должны далѣе разсуждать такъ, какъ будто въ нашей цѣпи съ самоиндукціей дѣйствуетъ одна лишь внѣшняя э. д. сила, ибо э.-д. силу самоиндукціи мы уже учитываемъ, считая сопротивление большимъ. Подобный способъ разсужденія обычно примѣняется при изученіи и описаніи явленій, происходящихъ въ цѣпи переменнаго тока.

72. Накопленіе энергіи въ электрической цѣпи при установленіи тока.—За все время установленія тока въ цѣпи связь между э.-д. силами, дѣйствующими въ этой цѣпи, выражается соотношеніемъ (см. предыдущій §):

$$E = ri + L \frac{di}{dt}.$$

Смыслъ этого соотношенія заключается въ слѣдующемъ. Въ любой моментъ времени внѣшняя э.-д. сила E раздѣляется на двѣ части. Первая часть есть:

$$ri.$$

Эта часть внѣшней э.-д. силы расходуется на преодоленіе сопротивленія r , *омическаго сопротивленія*, какъ иногда выражаются.

Вторая часть:

$$L \frac{di}{dt},$$

обратная по знаку э.-д. силѣ самоиндукціи, есть часть внѣшней э.-д. силы, идущая на преодоленіе этой э.-д. силы самоиндукціи, возникающей вслѣдствіе возрастанія магнитнаго потока, сцѣпляющагося съ контуромъ данной цѣпи.

Умножимъ теперь обѣ части нашего основнаго уравненія на idt .

Получаемъ:

$$Ei dt = ri^2 dt + Li di.$$

Лѣвая часть полученнаго уравненія представляетъ собою полную работу, совершенную въ электрической цѣпи внѣшней э.-д. силой E за безконечно малый промежутокъ времени dt . Правая часть состоитъ изъ двухъ членовъ. Первый изъ нихъ:

$$ri^2 dt$$

очевидно есть не что иное, какъ джулево тепло, выдѣлившееся въ цѣпи за время dt . Второй же членъ:

$$Lidi$$

свидѣтельствуемъ намъ, что за время установленія тока помимо нагрѣванія проводника въ цѣпи совершалась еще какая-то работа. Это очевидно есть работа, потраченная на измѣненіе состоянія системы—на созданіе магнитнаго потока, сцѣпляющагося съ контуромъ тока, ибо эта работа совершена э.-д. силой, преодолевавшей реакцію возникающаго магнитнаго потока. Опредѣлимъ теперь полную работу, пошедшую на созданіе этого потока съ момента замыканія цѣпи до полного установленія тока. Съ этою цѣлью намъ, очевидно, надо просуммировать всѣ члены вида:

$$Li \, di,$$

начиная съ:

$$i = 0$$

и кончая:

$$i = I,$$

гдѣ через I мы по прежнему обозначаемъ силу установившагося постоянного тока.

Произведемъ это суммирование графически. Будемъ вдоль оси абсциссъ (рис. 115) откладывать силу тока i , а вдоль оси ординатъ величину потока самоиндукціи, т. е.

$$Li.$$

При условіи постоянства коэффициента самоиндукціи связь между этимъ потокомъ и силой тока выразится графически въ

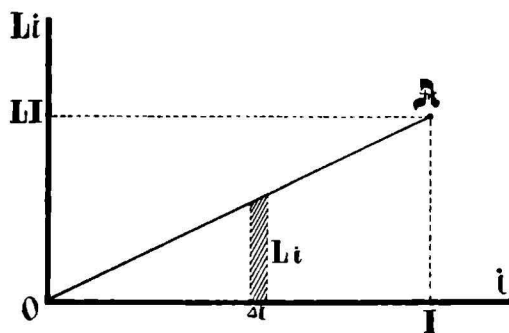


Рис. 115.

видѣ прямой линіи OA . Заштрихованная элементарная площадка, поверхность которой съ нѣкоторой степенью точности можно принять равной:

$$Li \cdot \Delta i,$$

НЕ
УДУНТ
(ИПБТ)

представляет собою работу, соответствующую приращению тока на конечную величину:

$$\Delta i.$$

Подобной же площадкой, но только съ бесконечно малымъ основаніемъ di , изобразится графически и бесконечно малая работа:

$$Li \, di.$$

Ясно такимъ образомъ, что искомая сумма всѣхъ такихъ отдѣльныхъ слагаемыхъ изобразится площадью прямоугольнаго треугольника, одинъ катетъ котораго есть I , а другой LI . Величина этой площади будетъ:

$$\frac{1}{2} LI^2.$$

Это и есть искомая работа, запасаемая въ электрической цѣпи за время установленія тока I и сохраняемая въ системѣ въ видѣ энергіи магнитнаго потока, сцѣпляющагося съ контуромъ тока. Эта энергія не исчезаетъ безслѣдно при прекращеніи тока. Она проявляется въ видѣ энергіи тока, индуктируемаго либо въ данной же цѣпи, либо въ какой-нибудь сосѣдней. Въ разсматриваемомъ случаѣ все происходитъ опять совершенно аналогично тому, что наблюдается въ матеріальныхъ системахъ. Когда подъ дѣйствіемъ внѣшней механической силы нѣкоторое тѣло переходитъ изъ состоянія покоя въ состояніе движенія, то во все время до достиженія наибольшей скорости— скорости установившагося равномернаго движенія— внѣшняя сила должна съ одной стороны совершать работу тренія, обусловливаемую сопротивленіемъ среды, съ другой стороны— работу увеличенія кинетической энергіи даннаго тѣла, живой силы его. Эта вторая работа запасается въ системѣ и величина запаса энергіи есть живая сила тѣла:

$$\frac{1}{2} mu^2,$$

гдѣ m —масса тѣла, а u —скорость установившагося движенія. Послѣ того какъ движеніе установилось, живая сила сохраняется неизмѣнно, ни въ чемъ не обнаруживаясь, внѣшняя же механическая сила идетъ исключительно на преодоленіе сопро-

УДУНТ
(ИПБТ)

тивленія среды. Но какъ только перестаетъ дѣйствовать внѣшняя сила, тотчасъ же проявляется живая сила тѣла — его кинетическая энергія. За счетъ этого запаса энергіи движеніе въ системѣ нѣкоторое время поддерживается, пока запасъ не исчерпается сопротивленіемъ среды.

Разсматриваемая аналогія дополняется еще и чисто формальнымъ сходствомъ, какое существуетъ между выраженіями запаса энергіи въ цѣпи электрическаго тока и живой силы движущагося тѣла. Оба выраженія составлены вполне тождественнымъ образомъ изъ коэффициентовъ инерціи (L , m) и скоростей (I , u). Согласно представленію Максвелля выраженіе:

$$\frac{1}{2} LI^2$$

есть *электрокинетическая энергія* цѣпи тока, т. е. энергія того кинетическаго процесса, каковымъ мы должны считать электрическій токъ. Иногда эту энергію называютъ *внутренней энергіей* тока.

73. Возникновеніе перемѣнной электродвижущей силы.—Разсмотримъ условія возникновенія э.-д. силы въ альтернаторѣ, теоретическая схема кото-

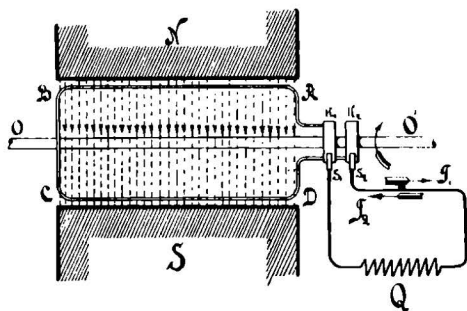


Рис. 116.

раго, обслѣдованная въ общихъ чертахъ въ § 24, воспроизведена вновь на рисункѣ 116. Магнитный потокъ, сдѣляющійся съ виткомъ $ABCD$, периодически измѣняется по величинѣ и направленію. Въ связи съ этимъ въ виткѣ индуцируется

перемѣнная э.-д. сила. Если обозначимъ потокъ сквозь контуръ витка черезъ ϕ , а э.-д. силу въ виткѣ черезъ e , то можемъ написать на общемъ основаніи:

$$e = - \frac{d\phi}{dt}.$$

Преобразуемъ это выраженіе э.-д. силы, установивъ предварительно законъ, согласно которому ϕ мѣняется съ теченіемъ

УДНБ
УДУНТ
(ИПБТ)

времени. Пусть рисунокъ 117 представляет собою разрѣзъ нашего альтернатора плоскостью, перпендикулярною оси. Положеніе витка въ пространствѣ будемъ опредѣлять угломъ α , образуемымъ плоскостью витка и плоскостью, перпендикулярною къ направленію магнитнаго потока. Очевидно магнитный потокъ, сцѣпляющійся съ виткомъ, будетъ имѣть наибольшее значеніе при условіи:

$$\alpha = 0.$$

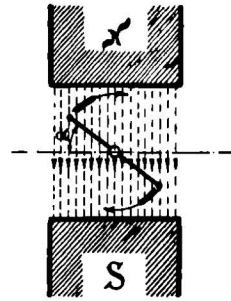


Рис. 117.

Ясно также, что въ случаѣ, если поле между полюсами N и S можно считать однороднымъ, будетъ имѣть мѣсто слѣдующее соотношеніе:

$$\phi = \Phi \cos \alpha,$$

гдѣ Φ есть наибольшее значеніе потока.

Въ такомъ случаѣ имѣемъ:

$$\frac{d\phi}{dt} = -\Phi \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt}$$

и потому:

$$e = \Phi \sin \alpha \cdot \frac{d\alpha}{dt}.$$

Практически вращеніе альтернатора происходитъ съ постоянною угловою скоростью. Обозначая ее черезъ ω , получаемъ:

$$\alpha = \omega t$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = \omega.$$

Слѣдовательно:

$$e = \omega \Phi \sin \omega t.$$

Въ данномъ случаѣ

$$\omega \Phi$$

представляет собою наибольшее значеніе э.-д. силы. Въ виду этого обозначаемъ:

$$\omega \Phi = E$$

и окончательно получаемъ:

$$e = E \sin \omega t.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Итакъ, мы видимъ, что э.-д. сила, возникающая въ нашемъ альтернаторѣ, измѣняется съ теченіемъ времени по закону синусовъ. Такую э.-д. силу называютъ *гармоническою электродвижущею силою*. Въ практически осуществляемыхъ альтернаторахъ переменная э.-д. сила оказывается нерѣдко болѣе сложною функціей времени. Однако въ огромномъ большинствѣ случаевъ съ достаточною степенью приближенія можно бываетъ допустить, что во всѣхъ подобныхъ альтернаторахъ возникаетъ гармоническая э.-д. сила. Въ виду этого при теоретическомъ изученіи явленій, происходящихъ въ цѣпи переменнаго тока, въ основу кладется простѣйшій случай, когда въ цѣпи дѣйствуетъ гармоническая э.-д. сила.

Введемъ еще нѣсколько обозначеній. Именно, пусть N есть число оборотовъ арматуры нашего альтернатора въ одну секунду, а T есть время полного оборота этого теоретическаго альтернатора. Ясно, что:

$$N = \frac{1}{T}$$

и вмѣстѣ съ тѣмъ:

$$\begin{aligned} \omega &= 2\pi N \\ &= \frac{2\pi}{T} \end{aligned}$$

Принимая во вниманіе эти обозначенія, мы получаемъ слѣдующій рядъ равнозначущихъ выраженій для гармонической э.-д. силы:

$$\begin{aligned} e &= E \sin \omega t \\ &= E \sin 2\pi N t \\ &= E \sin \frac{2\pi}{T} t. \end{aligned}$$

Входящія сюда величины носятъ обыкновенно спеціальныя названія. Именно:

- e есть мгновенное значеніе э.-д. силы,
- E — амплитуда э.-д. силы,
- ωt — фаза э.-д. силы,
- ω — угловая скорость,
- N — частота, число періодовъ въ одну секунду,
- T — время полного періода.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

На рисункѣ 118 гармоническая э.-д. сила представлена графически. Здѣсь по оси абсциссъ откладывается время или величина ему прямо-пропорціональная:

$$a = \omega t,$$

т. е. фаза. По оси ординатъ откладывается э.-д. сила. Получающаяся кривая носитъ названіе *синусоиды*. Последовательныя

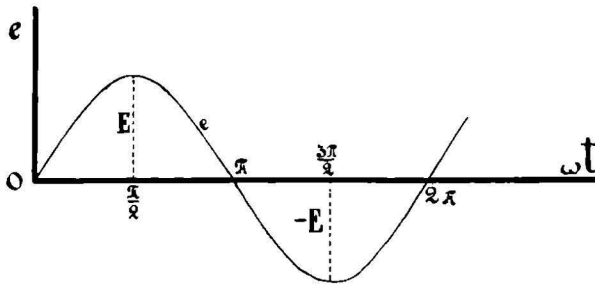


Рис. 118.

стадіи, проходимыя измѣняющеюся э.-д. силой за время полного періода, таковы.

Въ моментъ:

$$t = 0$$

имѣемъ:

$$\omega t = 0$$

и, слѣдовательно:

$$e = 0,$$

т. е. кривая э.-д. силы исходитъ изъ начала координатъ 0.

Съ теченіемъ времени э.-д. сила пріобрѣтаетъ положительныя значенія, которыя все возрастаютъ до момента:

$$t = \frac{T}{4},$$

когда фаза имѣетъ значеніе:

$$\begin{aligned} \omega t &= \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{T}{4} = \\ &= \frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

и э.-д. сила равна:

$$\begin{aligned} e &= E \sin \frac{\pi}{2} = \\ &= E, \end{aligned}$$

т. е. въ этотъ моментъ э.-д. сила имѣетъ наибольшее значеніе.

Далѣе съ теченіемъ времени э.-д. сила начинаетъ убывать и, наконецъ, въ моментъ:

$$t = \frac{T}{2},$$

фаза дѣлается равной:

$$\begin{aligned}\omega t &= \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{T}{2} = \\ &= \pi\end{aligned}$$

и э.-д. сила падаетъ до нуля:

$$\begin{aligned}e &= E \sin \pi = \\ &= 0.\end{aligned}$$

Такимъ образомъ, за время перваго полуперіода э.-д. сила принимаетъ всевозможныя положительныя значенія отъ 0 до E и обратно до 0. Въ теченіе втораго полуперіода всѣ эти значенія вновь повторяются, но только съ обратнымъ знакомъ. При возрастаніи t , начиная съ

$$\frac{T}{2},$$

э.-д. сила дѣлается отрицательной, при чемъ по абсолютной величинѣ она возрастаетъ до момента:

$$\frac{3T}{4},$$

когда фаза равна:

$$\begin{aligned}\omega t &= \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{3T}{4} = \\ &= \frac{3\pi}{2}.\end{aligned}$$

Въ этотъ моментъ э.-д. сила равна:

$$\begin{aligned}e &= E \sin \frac{3\pi}{2} = \\ &= -E.\end{aligned}$$

Въ послѣднюю четверть періода э.-д. сила уменьшается по абсолютной величинѣ, все время оставаясь отрицательной и, наконецъ, въ моментъ:

$$t = T$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

фаза дѣлается равной:

$$\begin{aligned}\omega t &= \frac{2\pi}{T} \cdot T = \\ &= 2\pi\end{aligned}$$

и э.-д. сила снова падаетъ до нуля:

$$\begin{aligned}e &= E \sin 2\pi = \\ &= 0.\end{aligned}$$

Затѣмъ все повторяется вновь. Въ этомъ отношеніи послѣдующіе періоды ничѣмъ не отличаются отъ перваго.

Въ нижеслѣдующей таблицѣ сопоставлены всѣ вышеприведенныя значенія t , ωt и e .

Время t	Фаза ωt	Э.-д. сила e
0	0	0
$0 < t < \frac{T}{4}$	$0 < \omega t < \frac{\pi}{2}$	$0 < e < E$
$\frac{T}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	E
$\frac{T}{4} < t < \frac{T}{2}$	$\frac{\pi}{2} < \omega t < \pi$	$E > e > 0$
$\frac{T}{2}$	π	0
$\frac{T}{2} < t < \frac{3T}{4}$	$\pi < \omega t < \frac{3\pi}{2}$	$0 > e > -E$
$\frac{3T}{4}$	$\frac{3\pi}{2}$	$-E$
$\frac{3T}{4} < t < T$	$\frac{3\pi}{2} < \omega t < 2\pi$	$-E < e < 0$
T	2π	0

74. Переменный токъ въ цѣпи съ сопротивленіемъ и самоиндукціей.—Представимъ себѣ цѣпь съ сопротивленіемъ r и коэффициентомъ самоиндукціи L (рис. 119), между зажимами которой дѣйствуетъ гармонически измѣняющаяся внѣшняя э.-д. сила:

$$e = E \sin \omega t.$$

Въ данномъ случаѣ r и L показаны въ цѣпи совершенно отдѣльно. Это иногда дѣлается на схемахъ, когда желательно сосредоточить вниманіе отдѣльно на каждомъ изъ свойствъ цѣпи. Надо только понимать, что это дѣлается совершенно условно. Какъ сопротивленіе цѣпи, такъ и вся ея самоиндукція распредѣляются вдоль всей цѣпи и отдѣлить ихъ одно отъ другого на самомъ дѣлѣ, конечно, невозможно.

Итакъ, въ нашей цѣпи дѣйствуетъ гармоническая э.-д. сила и возбуждаетъ токъ i . Такъ какъ э.-д. сила непрерывно измѣняется, то ясно, что и сила тока будетъ непрерывно измѣ-

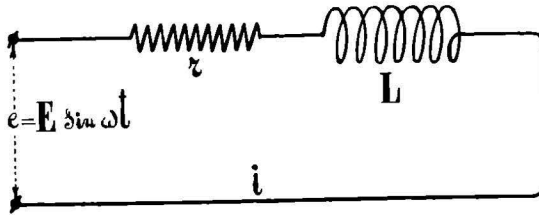


Рис. 119.

няться. Обратимся теперь къ вопросу о томъ, какъ выражается эта сила тока въ любой моментъ времени. Въ цѣпи всегда будутъ дѣйствовать, собственно говоря, двѣ э.-д. силы: внѣшняя э.-д. сила e и э.-д. сила самоиндукціи:

$$-L \frac{di}{dt}.$$

Поэтому можемъ написать:

$$i = \frac{\Sigma e}{r} = \frac{e - L \frac{di}{dt}}{r}.$$

Преобразовавъ и подставивъ вмѣсто e его значеніе, получаемъ:

$$L \frac{di}{dt} + ri = E \sin \omega t.$$

Полное рѣшеніе этого уравненія имѣетъ значеніе только при изслѣдованіи явленій, происходящихъ непосредственно послѣ замыканія цѣпи. Но практически очень быстро эти явленія за-

УДУНТ
(ИПБТ)

канчиваются и изменения силы тока начинают слѣдовать весьма простому закону, наступаетъ *установившійся режимъ въ цепи переменнаго тока*. Зависимость между силою тока и временемъ въ этомъ случаѣ представляетъ собою частное рѣшеніе вышеприведеннаго уравненія. Разыскать частное рѣшеніе этого уравненія можно различными способами. Мы это сдѣлаемъ на основанія изслѣдованія отдѣльныхъ членовъ, входящихъ въ составъ уравненія. Правая часть его представляетъ собою синусоидальную функцію времени. Въ лѣвой части мы имѣемъ сумму двухъ функцій времени:

$$ri$$

и

$$L \frac{di}{dt}.$$

Если теперь принять во вниманіе, что всякую синусоидальную функцію времени можно разсматривать, какъ сумму любого числа синусоидальныхъ функцій того же періода, и что въ составъ одного члена лѣвой части уравненія входитъ сила тока, а въ составъ другого — ея производная, — мы должны придти къ заключенію, что частнымъ рѣшеніемъ даннаго уравненія можетъ быть синусоидальная функція времени съ періодомъ T . Производная этой функціи есть тоже синусоидальная функція и, такимъ образомъ, имѣемъ въ лѣвой части сумму двухъ синусоидальныхъ функцій времени съ періодомъ T . Необходимо только соответствующимъ образомъ подобрать амплитуду и фазу тока для того, чтобы уравненіе удовлетворялось этимъ рѣшеніемъ. Амплитуду тока можемъ условно обозначить черезъ I , а что касается фазы тока, то также условно пока можемъ ее представить въ видѣ:

$$\omega t - \varphi,$$

гдѣ черезъ φ мы обозначаемъ возможную *разность фазъ* э.-д. силы и тока, ибо единственное, что мы должны принять, какъ обязательный результатъ предшествующихъ разсужденій, есть утвержденіе, что періодъ тока и э.-д. силы долженъ быть одинъ и тотъ же. Итакъ, полагаемъ:

$$i = I \sin(\omega t - \varphi).$$

Подставивъ это выраженіе для тока въ наше уравненіе, мы убѣдимся, что послѣднее дѣйствительно можетъ быть удовлетворено

УДѢЛЪ
УДУНТ
(ИПЪТ)

даннымъ рѣшеніемъ при надлежащемъ подборѣ постоянныхъ I и φ . Та же подстановка даетъ намъ возможность опредѣлить и величины этихъ постоянныхъ. Ясно, что:

$$\frac{di}{dt} = \omega I \cos(\omega t - \varphi).$$

Подставляя это, а также выраженіе для i въ основное уравненіе, получаемъ:

$$L\omega I \cos(\omega t - \varphi) + rI \sin(\omega t - \varphi) = E \sin \omega t.$$

Разлагаемъ теперь \cos и \sin разности угловъ:

$$L\omega I (\cos \omega t \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi) + rI (\sin \omega t \cdot \cos \varphi - \cos \omega t \cdot \sin \varphi) = E \sin \omega t.$$

Собирая члены съ $\cos \omega t$ и съ $\sin \omega t$, получаемъ:

$$(\omega L I \cos \varphi - r I \sin \varphi) \cos \omega t + (\omega L I \sin \varphi + r I \cos \varphi - E) \sin \omega t = 0.$$

Такъ какъ $\cos \omega t$ и $\sin \omega t$ могутъ имѣть въ широкихъ предѣлахъ произвольныя значенія, то для удовлетворенія послѣдняго уравненія необходимо, чтобы постоянные коэффициенты при \cos и \sin были равны нулю, т. е. должно быть:

$$\begin{aligned} (\omega L \cos \varphi - r \sin \varphi) I &= 0 \\ (\omega L \sin \varphi + r \cos \varphi) I &= E. \end{aligned}$$

Ясно, что надлежащимъ подборомъ I и φ можно вполне удовлетворить этому требованію, которое равносильно тому, чтобы удовлетворялось наше основное уравненіе. Соответствующія значенія I и φ вполне опредѣляются послѣдними двумя уравненіями. Дѣйствительно, изъ перваго уравненія получаемъ:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{r}.$$

Отсюда:

$$\varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\omega L}{r}.$$

Возводя далѣе оба уравненія въ квадратъ и складывая ихъ, получаемъ:

$$I^2 (r^2 + \omega^2 L^2) = E^2,$$

откуда:

$$I = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Такимъ образомъ, окончательно получаемъ для установившагося режима:

$$i = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}} \sin \left(\omega t - \arctg \frac{\omega L}{r} \right).$$

Итакъ, амплитуда тока равняется частному отъ дѣленія амплитуды э.-д. силы на выраженіе:

$$\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}.$$

Послѣднее играетъ роль того сопротивленія, которое данная цѣпь оказываетъ внѣшней переменнѣй э.-д. силѣ какъ вслѣдствіе существованія въ цѣпи обыкновеннаго омическаго сопротивленія, такъ и благодаря электромагнитной инерціи, противодѣйствующей всякимъ измѣненіямъ тока. Въ виду всего этого оно называется *полнымъ сопротивленіемъ* цѣпи переменнаго тока. Принято обозначать его буквою z , т. е. полагаемъ:

$$z = \sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}.$$

Здѣсь ωL есть слагающая полного сопротивленія, обусловливаемая электромагнитной инерціей цѣпи. Ясно, что:

$$\omega L = 2\pi N L.$$

Слѣдовательно, эта слагающая полного сопротивленія по величинѣ своей зависитъ отъ двухъ факторовъ: отъ частоты

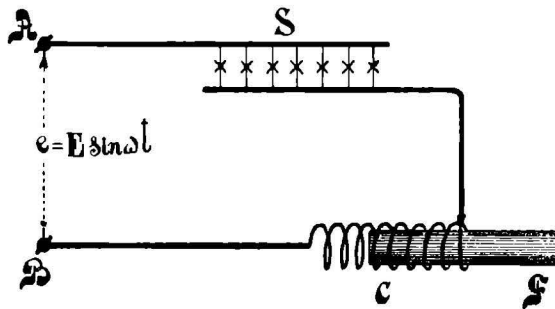


Рис. 120.

внѣшней э.-д. силы и отъ коэффициента самоиндукціи цѣпи. Мѣняя оба эти фактора вмѣстѣ или порознь, мы можемъ въ самыхъ широкихъ предѣлахъ регулировать амплитуду силы тока при неизмѣнномъ омическомъ сопротивленіи r и при одной и той же величинѣ амплитуды э.-д. силы. На рисункѣ 120

УДУНТ
(ИПБТ)

представлена схема опыта, наглядно иллюстрирующего все вышесказанное. Опытная цѣпь состоитъ изъ группы параллельно соединенныхъ лампъ S , служащихъ весьма простымъ указателемъ того, насколько велика амплитуда силы тока, и катушки C , внутрь витковъ которой можетъ по желанію вдвигаться желѣзный сердечникъ F , составленный изъ отдѣльныхъ проволокъ во избѣжаніе токовъ Фуко. Допустимъ, что частота э.-д. силы сохраняется во время опыта неизмѣнною. Такъ обычно и бываетъ, если наши зажимы A и B присоединены, напримѣръ, къ городской сѣти переменнаго тока. Частота при этомъ бываетъ около 50 періодовъ въ секунду. Итакъ, имѣемъ:

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

Пусть кромѣ того:

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

Число витковъ катушки C можно подобрать такимъ образомъ, что при отсутствіи сердечника F , т. е. сравнительно небольшомъ значеніи коэффициента самоиндукціи нашей цѣпи, лампы горятъ довольно ярко и совершенно гаснутъ, когда сердечникъ F вдвинутъ въ катушку, такъ какъ при этомъ значительно увеличивается ея коэффициентъ самоиндукціи. При промежуточныхъ положеніяхъ сердечника получаютъ промежуточные стадіи каленія лампъ. Если имѣется въ распоряженіи альтернаторъ, скорость вращенія котораго можно измѣнять въ широкихъ предѣлахъ при условіи, чтобы у зажимовъ A и B сохранялось:

$$E = \text{const.},$$

въ такомъ случаѣ можно показать вліяніе частоты. Для этого можно, напримѣръ, вдвинуть сердечникъ F въ катушку настолько, чтобы при нѣкоторой частотѣ, скажемъ при:

$$N = 50,$$

лампы горѣли, накаливаясь лишь до-красна. Уменьшая частоту, мы увидимъ, что онѣ горятъ все ярче и ярче. Увеличивая же частоту, мы замѣтимъ обратное. Каленіе лампъ будетъ все ослабляться и наконецъ онѣ совсѣмъ потухнутъ, когда частота превыситъ нѣкоторый предѣлъ.

Обратимся теперь къ другой величинѣ, характеризующей переменный токъ въ данной цѣпи, именно къ разности фазъ

э.-д. силы и тока. Существованіе этой разности фазъ свидѣтельствуемъ намъ о томъ, что э.-д. сила и токъ неодновременно достигаютъ максимальнаго значенія, неодновременно проходятъ черезъ значеніе, равное нулю. Въ данномъ случаѣ измѣненія тока запаздываютъ относительно измѣненій э.-д. силы на время, составляющее очевидно такую долю времени полнаго періода T , какую φ составляетъ по отношенію къ 2π . Обозначая это время запаздыванія черезъ τ , можемъ, слѣдовательно, написать:

$$\frac{\tau}{T} = \frac{\varphi}{2\pi},$$

откуда:

$$\tau = \frac{T}{2\pi} \varphi.$$

Причина этого запаздыванія, или, какъ говорятъ, *отставанія тока отъ э.-д. силы* состоитъ въ электромагнитной инерціи цѣпи. Величина отставанія прямо зависитъ отъ коэффициента инерціи L . Изъ соотношенія:

$$\varphi = \arctg \frac{\omega L}{r}$$

видно, что при прочихъ равныхъ условіяхъ φ увеличивается съ увеличеніемъ L .

Въ случаѣ, когда самоиндукція цѣпи очень мала и можно допустить, что:

$$L = 0,$$

мы имѣемъ и:

$$\varphi = 0,$$

т. е. при этомъ токъ совпадаетъ по фазѣ съ э.-д. силой.

Въ другомъ предѣльномъ случаѣ, когда, наоборотъ, самоиндукція очень велика, изъ двухъ составляющихъ полнаго сопротивленія z составляющая:

$$\omega L$$

можетъ быть во много разъ больше омическаго сопротивленія r . Все происходитъ въ общемъ такъ, какъ будто бы въ этомъ случаѣ:

$$L = \infty$$

и соотвѣтственно:

$$\varphi = \frac{\pi}{2}.$$

Токъ при этомъ отстаетъ отъ э.-д. силы на четверть періода.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Практически въ цѣпи, представленной схематически на рисункѣ 119, всегда имѣемъ:

$$0 < L < \infty$$

и соотвѣтственно:

$$0 < \varphi < \frac{\pi}{2}.$$

На рисунокѣ 121 представлены синусоиды э.-д. силы и тока для нѣкотораго промежуточнаго значенія φ . Такъ какъ вдоль

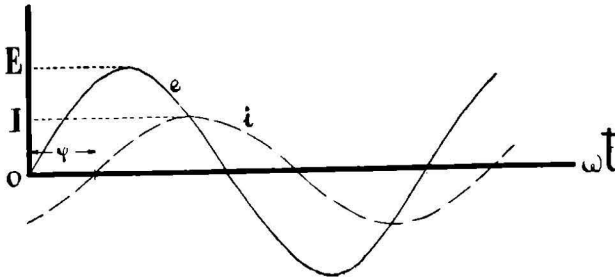


Рис. 121.

оси абсциссъ мы здѣсь откладываемъ фазу э.-д. силы ωt , то, слѣдовательно, разность фазъ φ графически изображается отрезкомъ оси абсциссъ, заключающимся между точками перехода через эту ось кривыхъ э.-д. силы и тока въ одномъ и томъ же направленіи, т. е. отъ отрицательныхъ значеній къ положительнымъ или наоборотъ.

Иногда при изслѣдованіи явленій, происходящихъ въ цѣпи переменнаго тока, пользуются графическими методами, которые благодаря своей наглядности и простотѣ оказываются весьма цѣнными въ случаяхъ большой сложности. Подробное ознакомленіе съ этими методами выходитъ за предѣлы настоящаго курса. Мы здѣсь укажемъ только тѣ простѣйшія геометрическія соотношенія, которыя лежатъ въ основѣ графическихъ методовъ. Начнемъ съ сопротивленій цѣпи переменнаго тока. Изъ выраженія для полнаго сопротивленія:

$$z = \sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}$$

получаемъ, какъ слѣдствіе, что полное сопротивленіе можно представить себѣ въ видѣ гипотенузы прямоугольнаго треугольника, катетами котораго оказываются двѣ слагающія полнаго сопротивленія. Этотъ *треугольникъ сопротивленій* представляетъ

УДУНТ
(ИПБТ)

на рисунокѣ 122. Уголъ между z и r есть уголъ φ . Умножая всѣ стороны этого треугольника на I , получаемъ *треугольникъ электродвижущихъ силъ* (рис. 123), который можно и непосредственно построить на основаніи соотношенія:

$$I = \frac{E}{z} = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}.$$

Изъ этого построенія слѣдуетъ, что внѣшняя э.-д. сила, дѣйствующая у зажимовъ цѣпи переменнаго тока, можетъ быть разсматриваема, какъ нѣкоторая геометрическая сумма двухъ слагаемыхъ, представляющихъ собою э.-д. силы, идущія на преодоленіе омическаго сопротивленія r и индуктивнаго сопротивленія ωL .

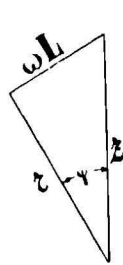


Рис. 122.

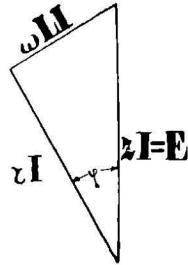


Рис. 123.

75. Мощность переменнаго тока. Дѣйствующая сила тока. Дѣйствующая электродвижущая сила.—Мощность переменнаго тока въ каждый данный моментъ должна очевидно выражаться произведеніемъ мгновенныхъ значеній э.-д. силы у зажимовъ цѣпи и силы тока. Обозначая *мгновенное значеніе мощности* черезъ w , можемъ, слѣдовательно, написать:

$$w = ei.$$

Такъ какъ и e , и i непрерывно измѣняются, то и мощность въ цѣпи переменнаго тока не сохраняетъ постояннаго значенія, но въ свою очередь претерпѣваетъ непрерывныя измѣненія. Законъ, согласно которому измѣняется съ теченіемъ времени мгновенная мощность, можно установить, подставляя вмѣсто e и i ихъ значенія:

$$\begin{aligned} e &= E \sin \omega t, \\ i &= I \sin (\omega t - \varphi). \end{aligned}$$

Такимъ образомъ:

$$\begin{aligned} w &= ei = \\ &= EI \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) = \\ &= \frac{EI}{2} [\cos \varphi - \cos (2\omega t - \varphi)] = \\ &= \frac{EI}{2} \cos \varphi \left[1 - \frac{\cos (2\omega t - \varphi)}{\cos \varphi} \right]. \end{aligned}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Послѣднее выраженіе показываетъ намъ, что мгновенная мощность переменнаго тока измѣняется по закону косинусовъ или, что то же, синусовъ съ теченіемъ времени. Другими словами, мгновенная мощность представляетъ собою гармоническую функцію времени, подобно э.-д. силѣ и силѣ тока. Однако въ случаѣ мощности частота будетъ удвоенная:

$$2N,$$

ибо подъ знакомъ косинуса стоитъ:

$$2\omega t = 2\pi \cdot 2N \cdot t.$$

Такъ какъ частота $2N$, вообще говоря, настолько велика, что мы въ нормальныхъ условіяхъ не можемъ слѣдить за всѣми измѣненіями мощности, и такъ какъ въ то же время эффектъ, производимый переменнымъ токомъ въ электрической цѣпи за нѣкоторый промежутокъ времени, зависитъ только отъ того, какова была мощность въ среднемъ за это время, то практически, характеризуя мощность переменнаго тока, говорятъ обычно именно о *средней мощности*. Величину этой средней мощности нетрудно найти, исходя изъ соотношенія:

$$w = \frac{EI}{2} \cos \varphi \left[1 - \frac{\cos (2 \omega t - \varphi)}{\cos \varphi} \right].$$

Коэффициентъ, стоящій передъ большими скобками:

$$\frac{EI}{2} \cos \varphi$$

есть величина постоянная. Въ скобкахъ мы имѣемъ разность двухъ членовъ, изъ которыхъ величиною переменною, измѣняющеюся съ теченіемъ времени, оказывается только второй:

$$\frac{\cos (2 \omega t - \varphi)}{\cos \varphi}.$$

Слѣдовательно, отнявъ отъ постоянной величины:

$$\frac{EI}{2} \cos \varphi$$

произведеніе этой же величины на среднее значеніе вышеуказанной переменной, мы должны получить среднее значеніе мощности тока. Говоря вообще о среднемъ значеніи періоди-

чески измѣняющейся величины, обычно имѣють въ виду такой промежутокъ времени, въ теченіе котораго эта величина успѣваетъ одинаковое число разъ принять всѣ возможныя значенія. Очевидно, мы должны брать среднее значеніе за время одного полного періода или за цѣлое число періодовъ. Итакъ, рѣчь идетъ о розысканіи средняго за цѣлый періодъ значенія переменной:

$$\cos (2 \omega t - \varphi).$$

Такъ какъ за время полного періода фаза измѣняется на уголъ 2π , то ясно, что за это время косинусъ послѣдовательно приметъ всѣ возможныя значенія, какъ положительныя, такъ и отрицательныя. При этомъ положительныя значенія, принимаемая въ теченіе одной половины періода, по абсолютной величинѣ равны отрицательнымъ значеніямъ второй половины періода. Слѣдовательно среднее значеніе косинуса за время полного періода равно нулю. И потому, обозначая среднюю мощность переменнаго тока черезъ W , можемъ написать:

$$W = \frac{EI}{2} \cos \varphi.$$

Обычно принято приводить это выраженіе къ нѣсколько иному виду. Именно преобразуютъ его слѣдующимъ образомъ:

$$\begin{aligned} W &= \frac{EI}{2} \cos \varphi = \\ &= \frac{E}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I}{\sqrt{2}} \cos \varphi = \\ &= E_0 \cdot I_0 \cos \varphi. \end{aligned}$$

При этомъ принято называть величину:

$$E_0 = \frac{E}{\sqrt{2}}$$

дѣйствующею электродвижущею силой, а величину:

$$I_0 = \frac{I}{\sqrt{2}}$$

дѣйствующею силою тока. Смыслъ этихъ терминовъ можно уяснить себѣ, преобразовавъ немного выраженіе для средней мощности. Именно, на основаніи треугольника э.-д. силы (рис. 123) имѣемъ:

$$E \cos \varphi = rI.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Раздѣляя правую и лѣвую части на $\sqrt{2}$, получаемъ:

$$E_0 \cos \varphi = r I_0.$$

Производимъ теперь соотвѣтствующую замѣну въ выраженіи мощности:

$$\begin{aligned} W &= I_0 E_0 \cos \varphi = \\ &= r I_0^2. \end{aligned}$$

Въ данномъ случаѣ вся мощность расходуется на нагрѣваніе проводника и эта мощность выражается черезъ сопротивленіе и дѣйствующую силу тока совершенно такъ же, какъ если бы мы имѣли дѣло съ постояннымъ токомъ. Если бы сила постоянного тока была равна I_0 , то очевидно онъ выдѣлилъ бы въ одну секунду въ сопротивленіи r то же количество тепла:

$$r I_0^2,$$

что и данный переменный токъ.

Слѣдовательно, можемъ сказать, что *дѣйствующею силою переменнаго тока называется сила такого постояннаго тока, который можетъ выдѣлить въ данномъ проводникѣ столько же тепла и въ то же время, какъ и переменный токъ.*

Изъ этого опредѣленія мы заключаемъ между прочимъ, что тепловые амперметры (см. § 67), проградуированные при постоянномъ токѣ, должны въ цѣпи переменнаго тока показывать непосредственно дѣйствующую силу его. И это должно быть справедливо совершенно независимо отъ частоты переменнаго тока.

Переходя далѣе къ выясненію понятія о дѣйствующей э.-д. силѣ, воспользуемся соотношеніемъ:

$$I = \frac{E}{z}.$$

Раздѣляя обѣ части на $\sqrt{2}$, получаемъ:

$$I_0 = \frac{E_0}{z}.$$

Подставляемъ это въ выраженіе для средней мощности:

$$\begin{aligned} W &= E_0 I_0 \cos \varphi = \\ &= \frac{E_0^2}{z} \cos \varphi = \\ &= \frac{E_0^2}{r} \cdot \frac{r}{z} \cos \varphi. \end{aligned}$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Но изъ треугольника сопротивленій (рис. 122) вытекаетъ, что:

$$\frac{r}{z} = \cos \varphi.$$

Такимъ образомъ:

$$W = \frac{E_0^2}{r} \cos^2 \varphi.$$

Представимъ себѣ теперь, что условія въ цѣпи переменнаго тока таковы, что:

$$\varphi = 0.$$

Въ такомъ случаѣ имѣемъ болѣе простое выраженіе для мощности:

$$W = \frac{E_0^2}{r}.$$

И въ данномъ случаѣ, слѣдовательно, мощность выражается черезъ сопротивленіе и дѣйствующую э.-д. силу совершенно такъ же, какъ если бы мы имѣли дѣло съ постоянной э.-д. силой E_0 . Такъ какъ мощность эта расходуется на нагрѣваніе цѣпи, то можемъ дать опредѣленіе дѣйствующей э.-д. силы вполне аналогичное опредѣленію дѣйствующей силы тока.

Именно, *дѣйствующею электродвижущею силою въ цѣпи переменнаго тока называется такая постоянная электродвижущая сила, подѣ влияніемъ которой въ данной цѣпи можетъ выдѣлиться столько же тепла и въ то же время, какъ и въ случаѣ переменной электродвижущей силы, при условіи однако, что наша цѣпь удовлетворяетъ требованію:*

$$\varphi = 0.$$

Такимъ образомъ, если тепловой вольтметръ обладаетъ коэффициентомъ самоиндукціи настолько малымъ, что можно практически положить:

$$\varphi = \arctg \frac{\omega L}{r} = 0,$$

то, предварительно проградуированный въ цѣпи постояннаго тока, онъ будетъ непосредственно показывать дѣйствующую э.-д. силу, будучи приключенъ къ цѣпи переменнаго тока. И это будетъ справедливо для всѣхъ частотъ, для которыхъ еще можно принять съ достаточною для практики точностью:

$$\frac{2\pi NL}{r} = 0.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Итакъ, средняя мощность, поглощаемая цѣпью переменнаго тока, выражается черезъ дѣйствующія значенія э.-д. силы и силы тока и черезъ разность фазъ э.-д. силы и тока:

$$W = E_0 I_0 \cos \varphi.$$

По сравненію съ тѣмъ, что мы имѣли бы въ случаѣ постояннаго тока, отличительною особенностью этого выраженія является коэффициентъ:

$$\cos \varphi,$$

называемый иногда *коэффициентомъ мощности*.

Такъ какъ:

$$0 < \cos \varphi < 1,$$

то, слѣдовательно, всегда имѣетъ мѣсто соотношеніе:

$$0 < W < E_0 I_0.$$

Такимъ образомъ, при однихъ и тѣхъ же дѣйствующихъ значеніяхъ э.-д. силы и силы тока средняя мощность переменнаго тока можетъ колебаться въ очень широкихъ предѣлахъ. Наименьшее значеніе средней мощности есть:

$$W = 0.$$

Это имѣетъ мѣсто при:

$$\varphi = \frac{\pi}{2}.$$

Наибольшее значеніе средней мощности:

$$W = E_0 I_0$$

получается въ случаѣ:

$$\varphi = 0.$$

При промежуточныхъ значеніяхъ разности фазъ получается промежуточное значеніе средней мощности.

Съ цѣлью выяснитъ до нѣкоторой степени эти особенныя свойства средней мощности переменнаго тока, обратимъ вниманіе на то обстоятельство, что величина разности фазъ, въ сущности говоря, характеризуетъ собою вліяніе электромагнитной инерціи цѣпи на ходъ явленій, въ ней совершающихся. Это ясно изъ соотношенія:

$$\varphi = \arctg \frac{\omega L}{r}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Въ случаѣ, когда электромагнитная инерція цѣпи ничтожно мала, такъ что можно положить:

$$L = 0$$

и соотвѣтственно:

$$\varphi = 0,$$

средняя мощность выражается произведеніемъ дѣйствующихъ э.-д. силы и силы тока, т. е. совершенно такъ же, какъ если бы мы имѣли дѣло съ цѣпью постоянного тока.

Но какъ только электромагнитная инерція цѣпи становится болѣе или менѣе замѣтной, условія, въ которыхъ токъ совершаетъ работу въ цѣпи, значительно усложняются. Дѣло въ томъ, что теперь, помимо расхода энергіи на нагрѣваніе проводниковъ цѣпи, въ теченіе нѣкоторыхъ долей періода, когда сила тока возрастаетъ, въ системѣ запасается электрокинетическая энергія (см. § 72). Отчасти за счетъ этого запаса энергіи токъ поддерживается въ цѣпи при обратномъ его измѣненіи, т. е. при ослабленіи, при чемъ, конечно, въ это время соотвѣтственно уменьшается расходъ энергіи со стороны генератора. И въ нѣкоторые моменты даже имѣетъ мѣсто обратное теченіе энергіи: отъ цѣпи къ генератору. Это бываетъ, когда мгновенныя значенія силы тока и э.-д. силы имѣютъ разные знаки (см. рис. 121) и когда, слѣдовательно:

$$w = ei < 0.$$

Итакъ, обмѣнъ энергіи между генераторомъ и внѣшнею цѣпью можно представить себѣ при переменномъ токъ въ слѣдующемъ видѣ. Генераторъ непрерывно расходуетъ мощность:

$$ri^2$$

на нагрѣваніе проводниковъ цѣпи. Параллельно съ этимъ неизмѣннымъ по направленію теченіемъ энергіи отъ генератора мы имѣемъ еще періодическое запасаніе энергіи въ системѣ въ количествѣ:

$$\frac{1}{2} LI^2$$

и слѣдующее затѣмъ возвращеніе этого запаса обратно генератору. Говоря о средней мощности, развиваемой генераторомъ въ нѣкоторой цѣпи переменнаго тока, мы можемъ, слѣдовательно, совѣмъ не считаться съ существованіемъ измѣняющагося запаса

электрокинетической энергии, а должны имѣть въ виду только мощность:

$$rI_0^2,$$

расходуемую на нагреваніе цѣпи.

Такъ какъ далѣе э.-д. силѣ, дѣйствующей въ цѣпи, приходится преодолевать не только омическое сопротивленіе r , но также и индуктивное сопротивленіе ωL , то ясно, что въ составѣ этой э.-д. силы должны входить двѣ составляющія:

$$\begin{aligned} &\text{омическое паденіе напряженія } rI_0 \\ &\text{и индуктивное паденіе напряженія } \omega LI_0. \end{aligned}$$

Именно, имѣетъ мѣсто слѣдующее, вытекающее изъ предыдущаго, соотношеніе:

$$E_0^2 = (rI_0)^2 + (\omega LI_0)^2.$$

Въ виду этого:

$$rI_0 < E_0$$

и вмѣстѣ съ тѣмъ:

$$W = rI_0^2 < E_0 I_0.$$

Для иллюстраціи всего вышеизложеннаго рассмотримъ кривыя мгновенныхъ мощностей въ различныхъ случаяхъ. На рисункѣ 124 построены кривыя э.-д. силы, тока и мощности при:

$$\varphi = 0.$$

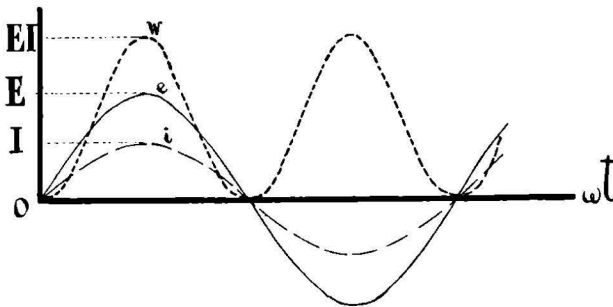


Рис. 124.

Ординаты отдѣльныхъ точекъ кривой мощности представляютъ собою произведенія соответствующихъ мгновенныхъ значений э.-д. силы и тока. Мы видимъ, что въ этомъ случаѣ мощность всегда бываетъ положительной—кривая мощности лежитъ вся выше оси абсциссъ.

УДУНТ
(ИПБТ)

Въ случаѣ, если:

$$0 < \varphi < \frac{\pi}{2},$$

мы имѣемъ картину, представленную на рисунокѣ 125. При этихъ условіяхъ мгновенная мощность въ теченіе нѣкоторой доли періода принимаетъ отрицательныя значенія. Въ это время

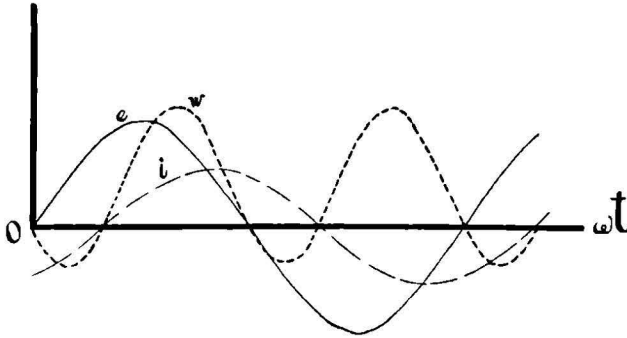


Рис. 125.

энергія течетъ изъ цѣпи въ генераторъ. Но все же въ теченіе большей части періода мощность положительна и потому средняя мощность больше нуля, хотя и меньше того, что было въ предыдущемъ случаѣ.

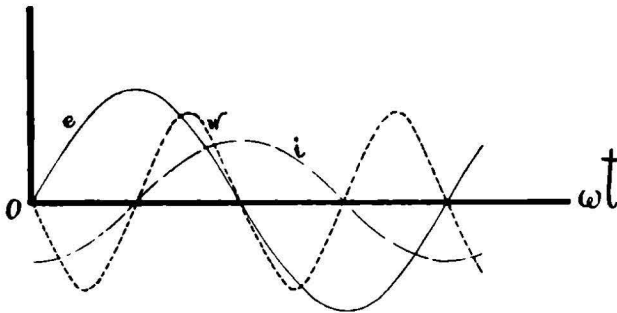


Рис. 126.

Наконецъ, на рисунокѣ 126 представлена кривая мощности для случая:

$$\varphi = \frac{\pi}{2}.$$

Токъ при этомъ отстаетъ отъ э.-д. силы на четверть періода, кривая же мощности располагается совершенно симме-

трично по объ стороны оси абсцисс. Мощность мѣняетъ свой знакъ въ теченіе каждой четверти періода э.-д. силы. Въ виду полной тождественности положительныхъ и отрицательныхъ частей кривой мощности ясно, что средняя мощность должна быть равна въ этомъ случаѣ нулю. Для осуществленія этого случая необходимо условіе:

$$r = 0.$$

Очевидно, это только теоретически мыслимо. Практически же мы можемъ лишь болѣе или менѣе близко подойти къ тому, чтобы можно было положить:

$$rI_0^2 = 0.$$

Мы въ этомъ случаѣ имѣемъ какъ бы непрерывное качаніе энергіи: нѣкоторое количество ея переходитъ отъ генератора въ цѣпь и здѣсь запасается въ видѣ энергіи магнитнаго потока, сцѣпляющагося съ контуромъ цѣпи, а затѣмъ этотъ запасъ энергіи цѣликомъ возвращается генератору и т. д. Переменный токъ, отличающійся по фазѣ отъ э.-д. силы на:

$$\frac{\pi}{2}$$

и потому не обладающій въ среднемъ никакой мощностью, обыкновенно называютъ *безваттнымъ токомъ*.

Что касается измѣренія мощности переменнаго тока, то въ этомъ отношеніи можно съ успѣхомъ пользоваться ваттметромъ того устройства, которое описано въ § 57. Вслѣдствіе значительнаго момента инерціи подвижной части ваттметра эта послѣдняя не успѣваетъ принимать различныхъ положеній, соответствующихъ отдѣльнымъ мгновеннымъ мощностямъ, а принимаетъ нѣкоторое среднее положеніе, въ точности отвѣчающее средней мощности. Необходимо только, чтобы сопротивление подвижной катушки было достаточно велико и коэффициентъ самоиндукціи ея достаточно малъ для того, чтобы отвѣтственный черезъ эту катушку токъ былъ весьма близокъ по фазѣ къ э.-д. силѣ у зажимовъ изслѣдуемой цѣпи.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ.

Электрическое поле.

76. Основныя явленія. — Теперь мы остановимся на изученіи того состоянія, о которомъ уже упоминали при выводѣ понятія о потенциалѣ, — того состоянія, неравномѣрное распредѣленіе котораго въ проводникѣ обязательно сопровождается возникновеніемъ электрическаго тока. Это особое состояніе обнаруживается въ цѣломъ рядѣ характерныхъ явленій, на которыя мы до сихъ поръ не обращали вниманія, сосредоточивъ послѣднее почти исключительно на кинетической сторонѣ процесса, называемаго электрическимъ токомъ. Занимающее насъ теперь особое состояніе, присущее въ большей или меньшей степени всѣмъ точкамъ электрической цѣпи, обнаруживается не только при прохожденіи по цѣпи тока; оно можетъ быть обнаружено и тогда, когда цѣпь разомкнута и тока нѣтъ, если только однако въ цѣпи существуетъ э.-д. сила. Представимъ себѣ, на примѣръ, какой либо генераторъ *D* (рис. 127), къ зажимамъ котораго прикрѣплены два провода *A* и *B*. Если эти провода не соединены между собою—это именно и показано на рисункѣ—то въ цѣпи нѣтъ тока, не наблюдается и магнитнаго поля вокругъ проводниковъ. Можно все же обнаружить, что при этомъ проводники *A* и *B* способны въ большей или меньшей мѣрѣ (въ зависимости отъ величины э.-д. силы генератора и нѣкоторыхъ иныхъ условій) притягивать различные мелкіе предметы, какъ-то ло-

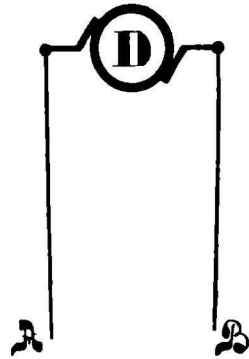


Рис. 127.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

скутки тонкой бумаги, кусочки пробки и т. п. Эти характерныя явленія были первыми изъ области многочисленныхъ электрическихъ явленій, съ которыми познакомилось человѣчество. Еще въ древности было извѣстно свойство янтаря притягивать легкіе предметы, приобретаемое имъ послѣ натиранія о другія тѣла. По имени янтаря—по гречески *электронъ*—и названы всѣ эти явленія *электрическими*. Тѣло, приобретающее описываемыя особенныя свойства, называютъ *наэлектризованнымъ*. То нѣчто, присутствіе котораго на поверхности тѣла мы считаемъ причиною его электризаціи, называютъ *электричествомъ*. Пространство, окружающее наэлектризованна тѣла и оказывающееся мѣстомъ проявленія электрическихъ силъ, называютъ *электрическимъ полемъ*. Область электрическихъ явленій, наблюдаемыхъ и при полномъ отсутствіи какого либо кинетическаго процесса—наблюдаемыхъ, слѣдовательно, и при статическихъ условіяхъ, называется обычно областью *электростатики*.

Существуетъ много способовъ, помощью которыхъ можно тѣла наэлектризовать. Способъ тренія, о которомъ мы упоминали выше, говоря объ электризаціи янтаря, представляетъ собою старѣйшій способъ. И до настоящаго времени онъ часто примѣняется; между прочимъ, въ силу установившихся традицій, имъ обыкновенно пользуются въ тѣхъ основныхъ опытахъ, съ которыхъ начинаютъ изученіе электростатики. Можно утверждать, что всякія два разнородныя тѣла при треніи другъ о друга электризуются. Классическій примѣръ этого представляетъ электризованіе смоляной палочки при треніи о шерстяную ткань или мѣхъ и электризованіе стеклянной палочки при треніи объ амальгамированную кожу.

То дѣленіе всѣхъ тѣлъ природы на *проводники* и *непроводники* или *изоляторы*, съ которыми мы познакомились въ § 18, необходимо имѣть въ виду при всякаго рода опытахъ съ электризованіемъ тѣлъ. Дѣло въ томъ, что электризуя, на примѣръ, треніемъ металлическое проводящее тѣло, мы замѣчаемъ слѣдующее. Электрическое состояніе, сообщенное любой части проводника, немедленно распространяется по всей его поверхности и переходитъ далѣе на поверхность всѣхъ другихъ проводящихъ тѣлъ, съ которыми мы приведемъ въ соприкосновеніе данное тѣло. При этомъ интенсивность проявленій электризаціи—притяженія легкихъ тѣлъ и т. д.—непрерывно уменьшается по мѣрѣ того, какъ увеличивается число и поверхность тѣхъ тѣлъ,

съ которыми будетъ дѣлать свой первоначальный *электрическій зарядъ* данное проводящее тѣло. Такимъ образомъ, если мы черезъ посредство проводниковъ приведемъ данное заряженное металлическое тѣло въ соединеніе съ землей, то его зарядъ перейдетъ и на землю, на весь земной шаръ, который мы въ общемъ должны разсматривать, какъ проводникъ. Ясно, что при подобномъ перераспредѣленіи заряда значительнѣйшая часть его перейдетъ на землю. Въ виду того, что геометрическіе размѣры земли чрезвычайно велики по сравненію съ размѣрами даннаго тѣла, практически всякое заряженное тѣло *разряжается*, т. е. теряетъ свой электрическій зарядъ при сообщеніи съ землей, если только, конечно, онъ не возобновляется непрерывно, благодаря тѣмъ или инымъ условіямъ. Для того, чтобы сохранить данное тѣло заряженнымъ и чтобы зарядъ его не мѣнялся, необходимо уединить его отъ земли и отъ другихъ проводящихъ тѣлъ при помощи тѣлъ непроводящихъ — изоляторовъ, къ числу которыхъ относятся, напримѣръ, смолы, стекло, фарфоръ, слюда, парафинъ, сѣра, шелкъ, воздухъ и т. д. Если же мы будемъ электризовать, допустимъ, смоляную палочку, натирая часть ея поверхности мѣхомъ, то электрическое состояніе сообщится только этой части поверхности и отнюдь не распространится по всей смоляной палочкѣ.

Опытъ показываетъ, что электризація можетъ быть двухъ родовъ. Въ этомъ можно убѣдиться слѣдующимъ образомъ. Возьмемъ два бузиновыхъ шарика *A* и *B*, покрытыхъ сусальнымъ золотомъ и подвѣшенныхъ на шелковыхъ нитяхъ, и поднесемъ ихъ къ смоляной палочкѣ, потертой мѣхомъ. Шарика будутъ притягиваться къ смолѣ, но если мы позволимъ имъ коснуться ея заряженной поверхности, то они начнутъ отталкиваться и отъ смолы и другъ отъ друга. Возьмемъ теперь другую пару такихъ же шариковъ *C* и *D* и приведемъ ихъ въ соприкосновеніе со стеклянной палочкой, потертой объ амальгамированную кожу. Мы опять увидимъ, что эти шарика будутъ отталкиваться отъ стеклянной палочки и другъ отъ друга. Но если мы сблизимъ шарикъ *A* и *C* или *B* и *D*, то окажется, что они притягиваются. Мы должны такимъ образомъ заключить, что электризація шарика *C* иного рода по сравненію съ электризаціей шарика *B*: шарика *A* и *B* отталкиваются, а шарика *A* и *C* притягиваются. Точно также мы заключаемъ, что электризація будетъ разнаго рода и у шариковъ *A* и *D*. Въ то же время

УДУНТ
(ИПБТ)

изъ условій опыта совершенно очевидно, что шарики *A* и *B* наэлектризованы одинаково. То же надо утверждать и относительно шариковъ *C* и *D*. Такимъ образомъ *тѣла, одинаково наэлектризованныя, взаимно отталкиваются, а тѣла, наэлектризованныя разнородно, взаимно притягиваются*. Совершенно условно электризацію стеклянной палочки называютъ *положительной*, а электризацію смоляной — *отрицательной*. Условность заключается въ томъ, что по существу мы не имѣемъ рѣшительно никакихъ категорическихъ указаній, какую именно электризацію слѣдуетъ назвать положительною. Въ то же время однако несомнѣнно, что, приписывая двумъ возможнымъ электризаціямъ знаки $+$ и $-$, мы поступаемъ въ полномъ согласіи съ указаніями опыта: два рода электризаціи или, какъ будемъ говорить въ дальнѣйшемъ, два рода электричества обладаютъ свойствами, которыя могутъ быть противоположаемы въ томъ же смыслѣ, какъ и свойства алгебраическихъ положительныхъ и отрицательныхъ количествъ. Дѣйствительно, приводя въ соприкосновеніе два тѣла, заряженныхъ одно положительно, другое отрицательно, мы въ результатѣ получимъ, вообще говоря, ослабленіе электрическаго состоянія на каждомъ изъ тѣлъ. Въ частномъ случаѣ при соответствующемъ подборѣ первоначальныхъ зарядовъ, мы можемъ получить даже полную нейтрализацію положительнаго и отрицательнаго электричества: оба тѣла придуть послѣ соприкосновенія въ совершенно нейтральное состояніе. Въ виду этого всякое незаряженное тѣло мы можемъ разсматривать, какъ тѣло, содержащее въ себѣ сколь угодно большіе заряды противоположныхъ знаковъ, равные по абсолютной величинѣ. Практически, «сообщить тѣлу положительный зарядъ» это значитъ то же, что и «отнять отъ тѣла отрицательное электричество».

Къ заключенію о томъ, что существуетъ два рода электричества, насъ можетъ привести и внимательное разсмотрѣніе условій, въ которыхъ находится разомкнутая цѣпь, представленная на рис. 127. Именно, мы знаемъ, во-первыхъ, что проводники *A* и *B* заряжены: это можемъ обнаружить хотя бы по притяженію легкихъ предметовъ каждымъ изъ этихъ проводниковъ въ отдѣльности. Мы знаемъ, во-вторыхъ, что достаточно только привести въ соприкосновеніе концы проводовъ *A* и *B* для того, чтобы въ цѣпи возникъ электрическій токъ. Если бы проводники *A* и *B* вообще и ихъ концы въ частности были

УДУНТ
(ИПБТ)

одинаковы въ отношеніи ихъ электрическаго состоянія, то, очевидно, соприкосновеніе ихъ ничего не измѣняло бы въ системѣ и токъ не могъ бы возникнуть. Ясно, что до соприкосновенія концовъ проводовъ *A* и *B* они находились въ различныхъ электрическихъ состояніяхъ и электричества, которыми они были заряжены, разнородны. Можно нѣсколько дополнить и видоизмѣнить нашу разомкнутую цѣпь, что позволитъ намъ произвести опытъ, аналогичный опыту съ четырьмя бузинными шариками, заряженными отъ смоляной и стеклянной палочекъ. Представимъ себѣ, что проводники *A* и *B*, присоединенные къ зажимамъ генератора *D*, въ достаточной мѣрѣ гибки и пусть къ концамъ этихъ проводниковъ (рис. 128) присоединено по парѣ легкихъ проводящихъ шариковъ, висящихъ на проводящихъ же нитяхъ. Пока въ генераторѣ не развивается э.-д. силы, шарики будутъ свѣшиваться внизъ и никакихъ особыхъ явленій наблюдаться не будетъ. Но какъ только возникнетъ въ генераторѣ э.-д. сила, то произойдетъ слѣдующее явленіе, легко наблюдаемое непосредственно при достаточной величинѣ э.-д. силы. Шарики, присоединенные къ одному и тому же проводнику, начнутъ взаимно отталкиваться и въ то же время гибкіе свѣшивающіеся внизъ проводники *A* и *B* начнутъ взаимно притягиваться.

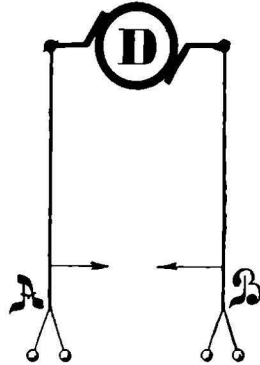


Рис. 128.

Въ разсматриваемомъ случаѣ проводники *A* и *B* заряжаются противоположными электричествами и это разнородное ихъ состояніе можетъ поддерживаться неопредѣленно долго, пока существуетъ э.-д. сила въ генераторѣ *D*. Истинная природа того, что происходитъ въ каждомъ генераторѣ и какъ возникаетъ э.-д. сила, намъ неизвѣстна. Мы должны смотрѣть на э.-д. силу, какъ на причину, которая раздѣляетъ противоположныя электричества, имѣющіяся въ неограниченномъ количествѣ въ каждомъ нейтральномъ тѣлѣ, и гонитъ, двигаетъ ихъ въ разныя стороны. То направленіе, которое мы раньше условно приняли за положительное направленіе тока и э.-д. силы (§ 22), есть какъ разъ направленіе движенія положительнаго электричества.

Когда мы раньше (§ 38) говорили о теченіи электричества по проводнику, какъ объ одной изъ сторонъ того сложнаго про-

УДУНТ
(ИПБТ)

цесса, который называется электрическим токомъ, мы разсуждали такъ, какъ будто бы течетъ только положительное электричество. Весьма вѣроятно, что въ дѣйствительности дѣло происходитъ нѣсколько сложнѣе. Возможно, что течетъ и положительное электричество въ направленіи тока, и отрицательное въ направленіи противоположномъ. Но такъ какъ, въ силу противоположности свойствъ двухъ родовъ электричества, движеніе нѣкотораго количества положительнаго электричества въ нѣкоторую сторону эквивалентно движенію такого же количества отрицательнаго электричества въ противоположную сторону, то мы можемъ условно всегда разсуждать такъ, какъ будто бы въ процессѣ тока течетъ только положительное электричество. При этомъ мы должны условно считать, что черезъ поперечное сѣченіе цѣпи протекаетъ положительное электричество въ количествѣ, равномъ суммѣ абсолютныхъ значеній количествъ электричества положительнаго и отрицательнаго, въ дѣйствительности протекающихъ по противоположнымъ направленіямъ.

77. Электроскопъ. — Для обнаруженія электрическаго состоянія тѣлъ обычно пользуются механическими взаимодействіями наэлектризованныхъ тѣлъ. Соотвѣтствующіе приборы, основанные на подобныхъ механическихъ взаимодействіяхъ, называются

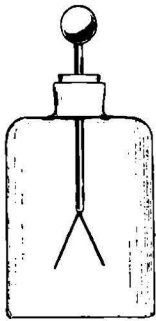


Рис. 129.

электроскопами. Въ общемъ устройство электроскоповъ обычно ничѣмъ по существу не отличается отъ того приспособленія, которое было изображено на рисункѣ 128 и которое состояло изъ двухъ легкихъ проводящихъ шариковъ, подвѣшенныхъ на проводящихъ же нитяхъ. Въ данномъ случаѣ этотъ примитивный электроскопъ былъ непосредственно связанъ съ тѣмъ тѣломъ, электризацію котораго желательно было констатировать. Обыкновенно подвижныя части электроскопа (шарики на нитяхъ, бумажные или металлическіе листочки и т. п.) прикрѣпляются къ

особому металлическому стержню и располагаются внутри стекляннаго или металлическаго сосуда съ цѣлью предохраненія ихъ отъ движеній воздуха или отъ внѣшнихъ вліяній электрическаго характера. На рис. 129 представленъ подобный электроскопъ съ двумя золотыми листочками. Сообщая стержень электроскопа съ изслѣдуемымъ заряженнымъ тѣломъ непосредственно или при помощи проволоки, мы тѣмъ самымъ, очевидно, сообщимъ нѣ-

который зарядъ и самому стержню, и прикрѣпленнымъ къ нему золотымъ листочкамъ. Последніе при этомъ разойдутся, взаимно расталкиваясь, какъ тѣла одноименно наэлектризованныя.

Иногда электроскопъ снабжаютъ спеціальными приспособленіями, позволяющими болѣе или менѣе точно измѣрять расхождение листочковъ или вообще перемѣщеніе подвижной части прибора. Такой приборъ называютъ *электрометромъ*, ибо онъ позволяетъ опредѣлять степень электризаціи приводимыхъ въ соприкосновеніе съ нимъ тѣлъ.

78. Законъ Кулона. — Механическія взаимодействія наэлектризованныхъ тѣлъ могутъ быть формально объясняемы и долгое время объяснялись особыми свойствами тѣхъ электрическихъ массъ — электричествъ, которыя мы представляемъ себѣ расположенными на поверхностяхъ взаимодействующихъ тѣлъ. Кулонъ опытнымъ путемъ обслѣдовалъ эти взаимодействія съ количественной стороны и полученные результаты привелъ къ виду вполне аналогичному формулировкѣ соответствующаго закона для магнитнаго поля. Такимъ образомъ мы имѣемъ *законъ Кулона для электрическаго поля*:

$$f = \frac{1}{k} \frac{q_1 \cdot q_2}{d^2}.$$

Здѣсь q_1 и q_2 — взаимодействующія количества электричества, d — разстояніе между ними, а $\frac{1}{k}$ — коэффициентъ пропорциональности, который мы пишемъ въ такомъ именно видѣ, такъ какъ знаменатель k имѣетъ, какъ увидимъ ниже, вполне опредѣленный физическій смыслъ. Сила взаимодействія f зависитъ отъ свойствъ промежуточной среды и это обстоятельство и приводитъ насъ къ величинѣ k , характеризующей между прочимъ промежуточную среду въ отношеніи ея участія въ электрическихъ явленіяхъ.

79. Электростатическая единица количества электричества. — Коэффициентъ k въ формулѣ Кулона зависитъ отъ свойствъ промежуточной изолирующей среды и отъ выбора единицъ. Обычно принимаютъ для пустоты (почти то же имѣемъ и для воздуха):

$$k = 1.$$

Въ такомъ случаѣ формула Кулона принимаетъ видъ:

$$f = \frac{q_1 \cdot q_2}{d^2}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Теперь мы уже связаны въ выборѣ единицъ. Если f будемъ выражать въ динахъ, а d — въ сантиметрахъ, то количество электричества мы обязаны выражать въ единицахъ, вытекающихъ изъ закона Кулона. Именно, если положимъ:

$$q_1 = q_2 = q,$$

то имѣемъ:

$$f = \frac{q^2}{d^2},$$

откуда:

$$q = \pm d\sqrt{f}$$

Полагая:

$$f = 1 \text{ дин}^2,$$

$$d = 1 \text{ см.},$$

получаемъ:

$$q = \pm 1.$$

Эта единица количества электричества называется *абсолютной электростатической*. Итакъ, *абсолютная электростатическая единица количества электричества есть такое количество его, которое взаимодействуетъ въ пустотѣ съ силой, равной одной динѣ, съ другимъ такимъ же количествомъ электричества, находящимся на разстояніи одного сантиметра*.

Опытныя изслѣдованія показываютъ, что между этой единицей и электромагнитной единицей количества электричества существуетъ такое соотношеніе:

$$1 \text{ абс. эл.-магн. ед.} = 3 \cdot 10^{10} \text{ абс. эл.-стат. ед.}$$

Такъ какъ кулонъ есть 0,1 абсолютной электромагнитной единицы количества электричества, то слѣдовательно:

$$1 \text{ кулонъ} = 3 \cdot 10^9 \text{ абс. эл.-стат. ед.}$$

80. Электрическая сила поля. — Силою электрическаго поля или просто электрическою силою въ данной точкѣ называется та сила, которая дѣйствовала бы на маленькое тѣло, заряженное единицей положительнаго электричества и помѣщенное въ разсматриваемую точку.

При этомъ предполагается, что помѣщеніе такого тѣла въ разсматриваемую точку не измѣняетъ распредѣленія зарядовъ въ системѣ наэлектризованныхъ тѣлъ, съ которыми связано данное поле.

УДУНТ
(ИПБТ)

Такимъ образомъ мы можемъ охарактеризовать электрическое поле электрической силой, которая въ каждой точкѣ поля вполнѣ опредѣлена по величинѣ и направленію.

Электрическую силу мы будемъ обозначать буквою F .

Ясно конечно, что механическая сила f , дѣйствующая на зарядъ q , помѣщенный въ полѣ, сила котораго есть F , будетъ:

$$f = q \cdot F \text{ динъ.}$$

81. Потенціалъ.—Понятіе объ электрическомъ потенциалѣ, съ которымъ мы познакомились въ ученіи объ электрическомъ токѣ, играетъ весьма важную роль въ теоріи электрическаго поля. То опредѣленіе потенциала и разности потенциаловъ, которое было дано въ §§ 52 и 53, въ полной мѣрѣ примѣнимо и въ данномъ случаѣ. Надо только помнить, что та внѣшняя причина, которая движетъ единицу положительнаго электричества, есть именно электрическая сила поля. Такимъ образомъ, мы приходимъ къ слѣдующему опредѣленію:

Потенціалъ любой точки электрическаго поля равенъ работѣ, совершаемой силами поля при передвиженіи единицы положительнаго электричества отъ данной точки до другой, потенциалъ которой условно принять равнымъ нулю.

На практикѣ весьма часто потенциалъ земли принимаютъ равнымъ нулю и, такимъ образомъ, потенциалы всѣхъ точекъ электрическаго поля мы можемъ выражать по отношенію къ землѣ.

Разность потенциаловъ между любыми двумя точками A и B электрическаго поля представляетъ собою работу, совершаемую силами поля при передвиженіи единицы положительнаго электричества отъ точки A до точки B .

Всякая точка электрическаго поля обладаетъ нѣкоторымъ потенциаломъ независимо отъ того, будетъ ли это точка въ объемѣ изолятора (по Фарадѣю, *діэлектрика*), раздѣляющаго наэлектризованныя тѣла, или это будетъ какая либо точка на поверхности или внутри проводящаго тѣла, находящагося въ электрическомъ полѣ.

Въ этомъ смыслѣ опредѣленія потенциала и разности потенциаловъ, данныя въ настоящемъ §, общіе опредѣленій, съ которыми мы познакомились раньше, изучая законы электрическаго тока.

Разность потенциаловъ между точками A и B не зависитъ отъ пути, по которому единица электричества переносится, такъ

УДУНТ
(ИПБТ)

какъ какова бы ни была форма пути, совершаемая электрическими силами работа будетъ одна и та же. Это можно показать, основываясь на законѣ сохранения энергіи. Дѣйствительно, если бы работа, совершаемая электрическими силами поля при перенесеніи единицы положительнаго электричества изъ точки *A* въ точку *B*, зависѣла отъ выбора пути, то можно было бы вообразить себѣ такой круговой процессъ непрерывнаго движенія электрическаго заряда въ полѣ, который сопровождался бы возникновеніемъ энергіи изъ ничего. Именно, пусть имѣется два пути, I и II, ведущихъ отъ точки *A* къ точкѣ *B* (рис. 130) и пусть при этомъ работа вдоль пути I будетъ больше работы вдоль пути II. Пусть теперь единица положительнаго электричества непрерывно переходитъ отъ *A* къ *B* по пути I и отъ *B* къ *A* обратно по пути II. При обратномъ переходѣ отъ *B* къ *A* должна быть затрачена работа какимъ либо внѣшнимъ дѣятелемъ, который долженъ преодолѣвать силы поля. Но согласно условію эта работа будетъ меньше работы, соответствующей пути I. Такимъ образомъ, хотя единица электричества снова находится въ

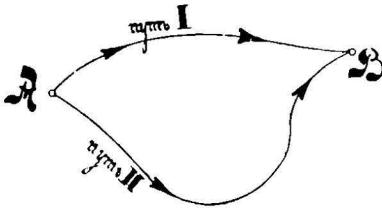


Рис. 130.

точкѣ *A*, изъ которой она вышла, и хотя — если поле создано исключительно электрическими зарядами — все находится въ томъ самомъ состояніи, съ котораго мы начали, мы всетаки будемъ имѣть выигрышъ работы. Но этотъ результатъ противорѣчитъ закону сохранения энергіи. Слѣдовательно, исходныя наши предположенія неправильны, что и требовалось доказать.

Если точки *A* и *B* настолько близки одна къ другой, что электрическую силу на промежуткѣ *AB* можно считать постоянною, то въ этомъ случаѣ можно написать:

$$V_A - V_B = F \cdot l,$$

гдѣ *F* есть составляющая электрической силы по направленію *AB*, а *l* есть длина этого промежутка. Отсюда имѣемъ:

$$F = \frac{V_A - V_B}{l},$$

НБ
УДУНТ
(ИПЪТ)

т. е. составляющая электрической силы по какому либо направлению численно равна убыли потенциала по этому направлению, рассчитанной на единицу длины.

Всѣ точки проводника, помѣщенного въ электрическомъ полѣ, находящемся въ равновѣсіи, должны имѣть одинъ и тотъ же потенциалъ, т. е. для всѣхъ точекъ этого проводника мы можемъ написать:

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

Такъ должно быть, ибо въ противномъ случаѣ, въ силу разности потенциаловъ между отдѣльными частями проводника, въ немъ возникнетъ токъ, который будетъ имѣть слѣдствіемъ уравниваніе потенциаловъ отдѣльныхъ частей проводника, и въ концѣ концовъ система придетъ въ равновѣсіе, когда въ данномъ проводникѣ исчезнутъ всѣ разности потенциаловъ.

На основаніи предыдущаго ясно, что во всѣхъ точкахъ внутри проводника, помѣщенного въ электрическомъ полѣ, находящемся въ равновѣсіи, мы будемъ обязательно имѣть:

$$F = 0.$$

Приведенныя въ §§ 51 и 79 соотношенія показываютъ, что абсолютная электростатическая единица разности потенциаловъ равна 300 вольтамъ.

82. Электрическое поле съ фарадзевской точки зрѣнія. — До сихъ поръ мы не дѣлали никакихъ предположеній относительно того, чѣмъ обуславливаются различныя свойства электрическаго поля, вообще, и механическія силы въ немъ возникающія, въ частности. Механическія проявленія электрическаго поля съ формальной стороны совершенно точно описываются закономъ Кулона. Изъ этого однако отнюдь не слѣдуетъ, что электрическіе заряды способны взаимодействовать на разстояніи. Намъ только такъ кажется. Въ дѣйствительности же необходимо признать правильной точку зрѣнія Фарадэя, который ввелъ въ науку представленіе объ участіи промежуточной среды въ электрическихъ явленіяхъ. По Фарадэю, эти явленія представляютъ собою результатъ особаго состоянія среды между заряженными тѣлами, а не результатъ непосредственнаго дѣйствія на разстояніи одного наэлектризованнаго тѣла на другое.

Фарадзевскій методъ разсмотрѣнія электрическаго поля тѣсно связанъ съ тою картиной, которая получается при построеніи

системы электрических силовых линий поля. Съ этими картинами мы прежде всего и познакомимся въ общихъ чертахъ.

Силовой линією электрическаго поля называется такая кривая, каждый элементъ которой совпадаетъ по направленію съ силою поля въ той точкѣ, гдѣ находится рассматриваемый элементъ.

Силую линію можно также опредѣлить, какъ траекторію, описываемую маленькимъ заряженнымъ тѣломъ, лишеннымъ инерціи.

За положительное направленіе электрическихъ силовыхъ линій принято считать то направленіе, по которому будетъ двигаться положительно заряженное тѣло. Слѣдовательно, силовыя линіи идутъ отъ положительно заряженныхъ тѣлъ къ тѣламъ, заряженнымъ отрицательно.

На рисункѣ 131 изображены силовыя линіи въ полѣ, окружающемъ два наэлектризованныхъ тѣла, заряды которыхъ равны и противоположны.

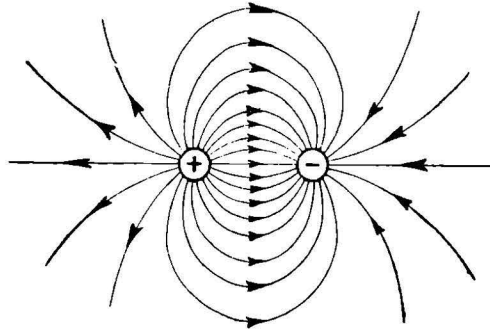


Рис. 131.

На рисункѣ 132 представлена система силовыхъ линій въ полѣ двухъ одинаково наэлектризованныхъ тѣлъ. Въ этомъ случаѣ силовыя линіи не идутъ отъ одного наэлектризованнаго тѣла къ другому, но направляются въ безконечность отъ каждаго изъ тѣлъ самостоятельнымъ пучкомъ. На рисункѣ 133 изображены силовыя линіи между двумя параллельными проводящими пластинками конечной величины. Верхняя заряжена положительно, нижняя отрицательно. Между центральными частями пластинокъ силовыя линіи суть прямыя, перпендикулярныя къ пластинкамъ; ближе къ краямъ онѣ искривлены наружу, на краяхъ онѣ выходятъ наружу и затѣмъ нѣкоторыя

идутъ съ наружной стороны одной пластинки на наружную сторону другой.

Взглядъ Фарадэя на силовыя линіи электрическаго поля во многомъ аналогиченъ его же взгляду на магнитныя силовыя ли-

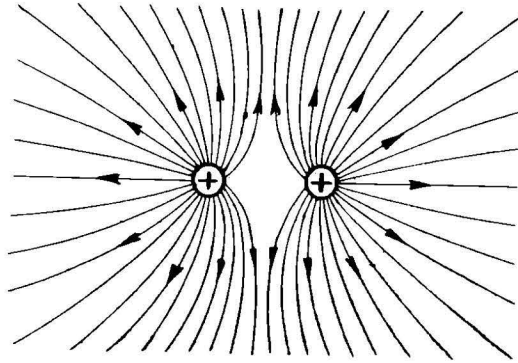


Рис. 132.

ни. По Фарадэю, электрическія силовыя линіи характеризуютъ собою ту деформацию среды, которая имѣетъ мѣсто въ электрическомъ полѣ и которая именно и обуславливаетъ всѣ наблюдаемыя въ полѣ явленія. Дѣйствительно, всѣ рѣшительно дан-

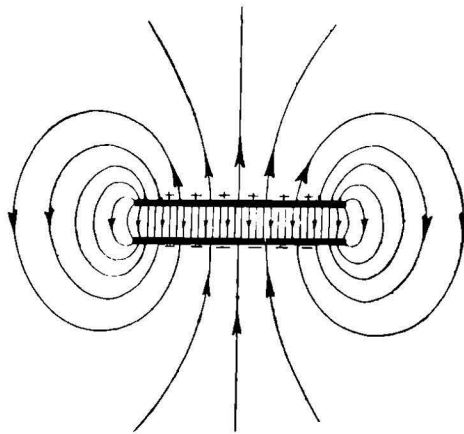


Рис. 133.

ныя опыта свидѣтельствуютъ о томъ, что особыя свойства среды въ электрическомъ полѣ извѣстнымъ образомъ ориентуются вокругъ тѣхъ направленій, которые опредѣляются въ каждой точкѣ поля проходящей черезъ нее силовой линіей. Иными сло-

УДУНТ
(ИПБТ)

вами, направленіе силовой линіи въ каждой точкѣ поля есть какъ разъ направленіе той деформациі электрическаго характера, которая произведена въ средѣ.

Въ чемъ заключается электрическая деформациа, — мы не знаемъ. Максвелль, развившій идеи Фарадэя, высказалъ гипотезу относительно природы этой деформациі, которую онъ назвалъ *электрическимъ смѣщеніемъ*. По Максвеллю, электрическое смѣщеніе можно разсматривать, какъ дѣйствительный сдвигъ электричества въ направленіи силовыхъ линій, сдвигъ, который возникаетъ въ то время, когда образуется электрическое поле. И этотъ сдвигъ электричества—электрическое смѣщеніе—имѣетъ мѣсто во всемъ объемѣ діэлектрика (изолятора), гдѣ только обнаруживаются электрическія силы. Съ точки зрѣніа формальной представить это вполне возможно, ибо мыслимы два равномерныхъ распредѣленія положительнаго и отрицательнаго электричества по всему объему діэлектрика. На каждый элементъ объема приходится по равному количеству положительнаго и отрицательнаго электричества, и потому мы не замѣчаемъ электризаціи среды. И положительное, и отрицательное электричество, распредѣленное въ діэлектрикѣ, нормально удерживается въ извѣстномъ положеніи силами, аналогичными силамъ упругости. Когда создается поле и возникаетъ электрическое смѣщеніе, діэлектрикъ, какъ говорятъ, *поляризуется*. Мы имѣемъ въ этомъ случаѣ *электрическую упругую деформацию*. Какъ только исчезнутъ причины, создающія электрическое поле, тотчасъ *силы электрической упругости* возвращаютъ смѣщенные электричества на мѣсто и поляризаціа исчезаетъ, т. е. вещество діэлектрика приходитъ въ нормальное состояніе.

Эта гипотеза Максвелля оказалась плодотворной въ томъ отношеніи, что благодаря ей возникло представленіе о токахъ въ діэлектрикѣ, въ изоляторѣ. Такіе токи несомѣнно могутъ имѣть мѣсто. Въ отличіе отъ обычныхъ *проводниковыхъ токовъ* эти *токи смѣщенія* не могутъ сколь угодно долго сохранять неизмѣнно свое направленіе. Сдвиженію электричества въ діэлектрикѣ всегда наступаетъ предѣлъ, когда силы электрической упругости уравновѣсятъ дѣйствіе электрическихъ силъ поля. Эти силы упругости почти совершенно отсутствуютъ, по Максвеллю, у такъ называемыхъ проводниковъ, и потому въ нихъ можетъ возникнуть непрерывное теченіе электричества по одному направленію. Въ діэлектрикахъ же можно поддерживать только токи, непрерывно мѣняющіе свое направленіе.

Итакъ, силовыя линіи электрическаго поля представляютъ собою какъ бы направленія струй теченія электричества въ діэлектрикѣ во время образованія поля. Принято для характеристики электрической деформации среды строить трубчатыя поверхности, образующими которыхъ служатъ силовыя линіи. Каждая подобная силовая трубка начинается съ поверхности положительно заряженнаго тѣла и заканчивается на поверхности отрицательно заряженнаго тѣла. Детальное разсмотрѣніе свойствъ силовыхъ трубокъ электрическаго поля показываетъ, что положительный и отрицательный заряды, находящіеся въ началѣ и въ концѣ каждой трубки, равны по абсолютной величинѣ. Такимъ образомъ, является представленіе о томъ, что заряды органически связаны между собою при помощи соответствующей силовой трубки, которую вмѣстѣ съ этими зарядами мы можемъ разсматривать, какъ нѣкоторое самостоятельное цѣлое въ электрическомъ полѣ. Въ виду всего этого оказалось весьма удобнымъ ввести въ науку понятіе о *единичныхъ* трубкахъ въ электрическомъ полѣ, т. е. о такихъ трубкахъ, которыя начинаются съ единицы положительнаго электричества и кончаются на единицѣ отрицательнаго. Эти *единичныя трубки* принято называть *фарадеевскими*.

Діаграммы электрическихъ силовыхъ линій, представленныя на рисункахъ 131, 132 и 133, можно разсматривать и какъ схемы распредѣленія фарадеевскихъ трубокъ въ различныхъ случаяхъ, считая кривыя линіи за оси трубокъ.

Слѣдуя идеямъ Фарадэя, мы должны приписывать фарадеевскимъ трубкамъ роль нѣкоторыхъ реально существующихъ въ электрическомъ полѣ индивидуумовъ, заполняющихъ весь объемъ діэлектрика. Всѣ свойства электрическаго поля можно объяснять особыми свойствами фарадеевскихъ трубокъ. Такъ, напримѣръ, механическія проявленія электрическаго поля обычно, съ этой точки зрѣнія, разсматриваются, какъ результатъ присущаго фарадеевскимъ трубкамъ стремленія укоротиться подобно упругимъ нитямъ, взаимно при этомъ расталкиваясь. Этимъ весьма удобно объясняется притяженіе разноименно наэлектризованныхъ тѣлъ (рис. 131 и 133) и отталкиваніе одноименно наэлектризованныхъ тѣлъ (рис. 132). Вообще всегда, когда мы имѣемъ дѣло съ электрическими зарядами, мы должны не упускать изъ вида того обстоятельства, что эти заряды никоимъ образомъ немыслимы сами по себѣ; мы всегда должны мысленно связывать съ

ними соответствующія фарадеевскія трубки. Иногда по чисто формальнымъ причинамъ намъ бываетъ удобнѣе оперировать съ электрическими зарядами, какъ съ чѣмъ-то самостоятельнымъ. Но слѣдуетъ при этомъ помнить, что есть еще и другая сторона явленія.

83. Распредѣленіе электричества на проводящихъ тѣлахъ. — Какъ было указано выше (§ 81), всѣ точки проводника, помещеннаго въ электрическомъ полѣ, находящемся въ равновѣсіи, должны имѣть одинъ и тотъ же потенциалъ и, слѣдовательно, электрическая сила внутри такого проводника равна нулю. Другими словами, въ разсматриваемыхъ условіяхъ электрическое поле существуетъ только внѣ проводниковъ, въ діэлектрикѣ. Фарадеевскія трубки поля, начинающіяся или заканчивающіяся на проводникѣ, не проникаютъ внутрь него, но обрываются на самой поверхности. Въ этомъ случаѣ электричество, заряжающее данный проводникъ, распредѣляется только по внѣшней поверхности его. Согласно предыдущему фарадеевскія трубки, связанные съ электричествомъ на поверхности тѣла, стремясь сократиться, оказываютъ тяженіе, приложенное къ этой поверхности и направленное наружу. Собственно говоря, силы тяженія непосредственно приложены къ отдѣльнымъ элементамъ электрическаго заряда. Однако существуютъ какія-то связи, нормально удерживающія зарядъ на поверхности проводника и не позволяющія ему удаляться подъ дѣйствіемъ натяженія фарадеевскихъ трубокъ.

Если заряженное тѣло представляетъ собою совершенно уединенный шаръ, то связанные съ нимъ фарадеевскія трубки вполне равномерно распредѣляются со всѣхъ сторонъ и на каждую единицу поверхности тѣла приходится одно и то же число трубокъ. Слѣдовательно, въ этомъ случаѣ зарядъ единицы поверхности тѣла — *поверхностная плотность электричества* — сохраняетъ свою величину для всѣхъ частей поверхности. Но если только вблизи даннаго заряженнаго шара находятся другія тѣла, распредѣленіе фарадеевскихъ трубокъ уже не будетъ одинаковымъ со всѣхъ сторонъ (см. рисунки 131 и 132). Не будетъ постоянна въ этомъ случаѣ и поверхностная плотность. Подобное же непостоянство поверхностной плотности электричества, обусловливаемое неравномернымъ распредѣленіемъ фарадеевскихъ трубокъ, всегда имѣетъ мѣсто въ случаѣ тѣлъ сложной формы, въ особенности, когда эти тѣла имѣютъ на своей

поверхности выдающіяся части, острія и т. п. Ясно, что продольное тяженіе фарадэевскихъ трубокъ слоняетъ ихъ на эти выдающіяся части и острія (рис. 134). Поэтому-то поверхностная плотность электричества на остріяхъ чрезвычайно велика. Кромѣ того, благодаря большой густотѣ фарадэевскихъ трубокъ въ этихъ мѣстахъ, тяженія, испытываемыя элементами электрическаго заряда на концѣ острія, могутъ быть настолько велики, что силы, связывающія электричество съ веществомъ проводника, оказываются уже недостаточными для удержанія электричества на мѣстѣ. Въ этомъ случаѣ обычно наблюдается такъ называемое *истеченіе электричества* съ концовъ остріей.

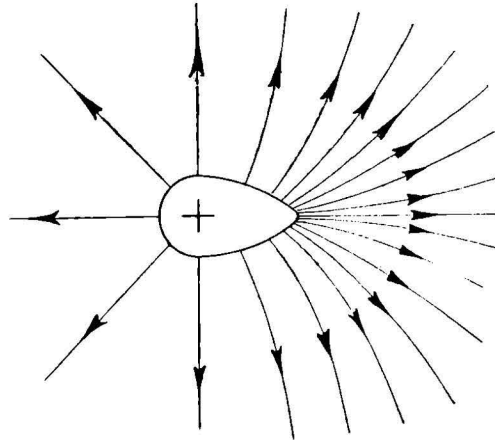


Рис. 134.

Какъ извѣстно, этимъ свойствомъ остріей пользуются въ разнаго рода громоотводныхъ приспособленіяхъ.

84. Электризація черезъ вліяніе.—Представимъ себѣ нѣкоторое тѣло, заряженное, на примѣръ, положительно. Фарадэевскія трубки начинающіяся съ поверхности этого тѣла, практически всегда заканчиваются на окружающихъ проводящихъ предметахъ, на которыхъ вслѣдствіе этого обнаруживается электрическій зарядъ знака противоположнаго данному; въ разсматриваемомъ случаѣ это *наведенное* на окружающіе предметы электричество будетъ отрицательное. Описанное явленіе носитъ названіе *электризаціи черезъ вліяніе*. Наведенное электричество другого знака называется иногда *связаннымъ*. Этотъ терминъ вполне соответствуетъ дѣйствительности, ибо наведенное электричество связано съ зарядомъ даннаго тѣла общими фарадэевскими трубками.

УДУНТ
(ИПБТ)

На рисункѣ 135 приведенъ классическій примѣръ электризаціи черезъ вліяніе. Внутри закрытаго ненаэлектризованнаго металлическаго сосуда, уединеннаго при помощи изолирующей подставки, вводится заряженное, скажемъ положительно, тѣло (можно, на примѣръ, подвѣсить тѣло къ крышкѣ на шелковой нити). При внесеніи его внутрь сосуда всѣ фарадѣевскія трубки, которыя начинаются съ даннаго тѣла, будутъ пересѣчены стѣнками сосуда. Но мы знаемъ, что электрическое поле внутри проводника, въ данномъ случаѣ стѣнокъ сосуда, само по себѣ существовать не можетъ. Электрическая деформація въ толщѣ стѣнокъ очень быстро исчезнетъ и въ результатѣ фарадѣевскія трубки окажутся въ полномъ смыслѣ разрѣзанными при помощи стѣнокъ.

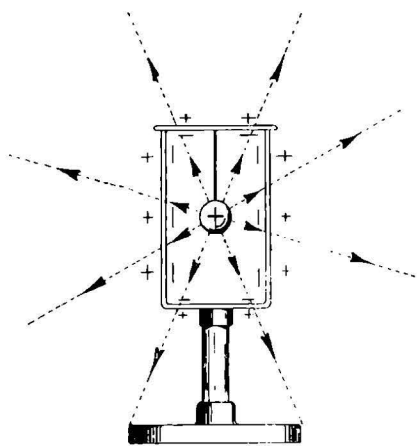


Рис. 135.

Въ такомъ случаѣ на внутренней поверхности сосуда долженъ оказаться отрицательный зарядъ, а на внѣшней—положительный. Опытъ показываетъ, что это въ дѣйствительности и наблюдается. Вообще при электризаціи нѣкотораго изолированнаго тѣла черезъ вліяніе на немъ получаютъ заряды двухъ знаковъ: въ частяхъ, обращенныхъ къ основ-

ному заряженному тѣлу, обнаруживается электризація противоположнаго знака, въ частяхъ же удаленныхъ—электризація того же знака. Наведенная электризація, имѣющая тотъ же знакъ, что и зарядъ наводящаго тѣла, не является связанной; ее можно отвести въ землю и, такимъ образомъ, можно совершенно разрядить наружную поверхность сосуда, изображеннаго на рисункѣ 135.

Въ описываемомъ опытѣ съ закрытымъ сосудомъ необходимо обратить вниманіе на то обстоятельство, что количество наведеннаго электричества должно быть равно по абсолютной величинѣ количеству наводящаго. Такъ должно быть, ибо всѣ безъ исключенія фарадѣевскія трубки, начинающіяся на данномъ тѣлѣ, обязательно заканчиваются на внутренней поверхности сосуда, а вѣдь каждая фарадѣевская трубка имѣетъ на

концах своихъ единичные заряды разныхъ знаковъ. Равенство наведеннаго и наводящаго зарядовъ по абсолютной величинѣ можетъ быть доказано на опытѣ слѣдующимъ образомъ. Разряжаемъ сначала внѣшнюю поверхность сосуда, соединивъ его съ землею при посредствѣ какого-либо проводника. Прервавъ затѣмъ сообщеніе съ землею, присоединимъ къ сосуду электроскопъ, какъ указатель электризаціи сосуда. Листочки электроскопа будутъ при этомъ, конечно, опущены. Теперь, наклоняя сосудъ, приведемъ заряженный шаръ въ соприкосновеніе съ внутренней поверхностью сосуда. Произойдетъ полная нейтрализація двухъ зарядовъ противоположныхъ знаковъ. Мы не замѣтимъ ни малѣйшаго расхожденія листочковъ электроскопа,

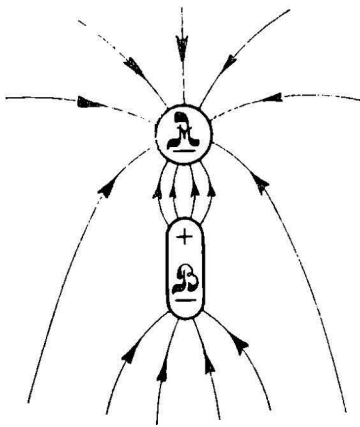


Рис. 136.

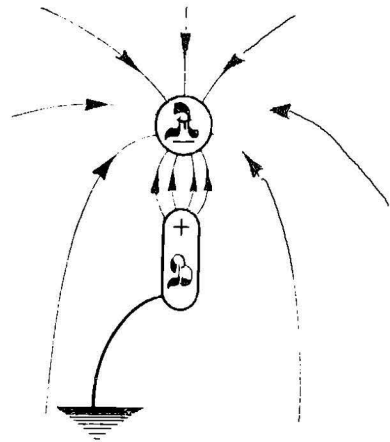


Рис. 137.

соединеннаго съ сосудомъ. Кромѣ того, если теперь вынуть подвѣшенное на шелковой нити тѣло изъ сосуда и поднести его къ другому электроскопу, мы тоже не обнаружимъ ни малѣйшихъ признаковъ электризаціи.

На рисунокѣ 136 представлена электризація тѣла *B* черезъ вліяніе въ полѣ заряженнаго тѣла *A*. Въ данномъ случаѣ количество наведеннаго связаннаго электричества меньше количества наводящаго, ибо не всѣ фарадѣевскія трубки, связанныя съ поверхностью тѣла *A*, связаны также и съ тѣломъ *B*. На рисунокѣ 137 тѣло *B* показано соединеннымъ съ землею при помощи проводника. Благодаря этому наведенное несвязанное электричество (въ данномъ случаѣ отрицательное) «ушло въ землю».

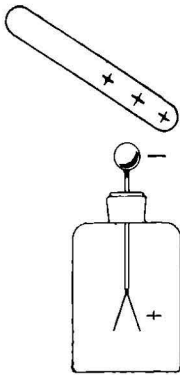


Рис. 138.

На практикѣ весьма часто пользуются электроскопомъ для обнаруженія электрическаго состоянія какого либо тѣла, не приводя ихъ въ непосредственное соприкосновеніе, а лишь приближая заряженное тѣло къ стержню электроскопа (рис. 138). Очевидно, мы тутъ имѣемъ дѣло съ электризаціей черезъ вліяніе. При этомъ на части электроскопа, обращенной къ заряженному тѣлу, наводится зарядъ противоположнаго знака, а на листочкахъ—зарядъ того же знака, что и зарядъ тѣла.

85. Емкость. Единицы емкости.—Представимъ себѣ какія либо два тѣла, на примѣръ два шара (рис. 131) или двѣ параллельныхъ проводящихъ пластинки (рис. 133), заряженныхъ одинаковыми количествами разноименныхъ электричествъ. При этомъ всѣ фарадѣевскія трубки, начинающіяся на положительно заряженномъ тѣлѣ, заканчиваются на тѣлѣ, заряженномъ отрицательно. При данной опредѣленной величинѣ каждаго изъ зарядовъ мы имѣемъ нѣкоторую также вполне опредѣленную разность потенциаловъ между двумя разсматриваемыми тѣлами. Увеличивая заряды вдвое, втрое и т. д., мы будемъ получать разности потенциаловъ большія начальной въ два, три и т. д. раза. Такъ должно быть, ибо на основаніи закона Кулона необходимо ожидать, что электрическая сила въ каждой точкѣ поля будетъ возрастать прямо пропорціонально зарядамъ системы наэлектризованныхъ тѣлъ. А слѣдовательно будетъ возрастать прямо-пропорціонально зарядамъ и работа, совершаемая силами поля при перенесеніи единицы положительнаго электричества отъ одного тѣла къ другому (см. опредѣленіе «разности потенциаловъ» въ § 81). Такимъ образомъ обозначая черезъ q зарядъ каждаго изъ двухъ тѣлъ системы и черезъ $V_1 - V_2$ разность потенциаловъ между ними, можемъ написать:

$$q = C. (V_1 - V_2).$$

Здѣсь коэффициентъ пропорціональности согласно принятому обычаю обозначенъ буквою C . Величина C есть нѣкоторая постоянная, характеризующая систему двухъ тѣлъ и имѣющая совершенно опредѣленный физическій смыслъ. Эту по-

УДНБ
УДУНТ
(ИПБТ)

стоянную называютъ *электроемкостью* или просто *емкостью* системы двухъ тѣлъ. На основаніи предыдущаго имѣемъ:

$$C = \frac{q}{V_1 - V_2}.$$

Слѣдовательно, *емкость численно выражается величиною заряда, который нужно сообщить каждому изъ двухъ тѣлъ системы для того, чтобы получить разность потенциаловъ между ними, равную единицѣ.*

Нѣкоторая система будетъ обладать электроемкостью, равною единицѣ, если:

$$q = 1$$

и

$$V_1 - V_2 = 1.$$

Эта единица емкости въ практической электромагнитной системѣ называется *фарадой*.

Итакъ, *фарада есть емкость такой системы двухъ тѣлъ, въ которой создается разность потенциаловъ въ одинъ вольтъ при зарядженіи каждаго изъ тѣлъ однимъ кулономъ электричества (соответственно, положительнаго и отрицательнаго).*

Фарада оказывается емкостью слишкомъ большою для обычныхъ практическихъ условій. Поэтому принято пользоваться въ качествѣ вспомогательной единицы миллионной долей фарады. Называютъ эту послѣднюю *микрофарадой*. Такимъ образомъ:

$$1 \text{ микрофарада} = 10^{-6} \text{ фарады.}$$

Емкость данной системы зависитъ прежде всего отъ геометрическихъ размѣровъ ея. Емкость будетъ тѣмъ больше, чѣмъ больше поверхность обоихъ тѣлъ. Кромѣ того емкость весьма существенно зависитъ отъ разстоянія между тѣлами системы. Дѣйствительно, допустимъ, что мы уменьшаемъ разстояніе, сохраняя неизмѣнной величину зарядовъ. Представимъ себѣ далѣе, что единица положительнаго электричества передвигается силами поля отъ тѣла, положительно заряженнаго, къ тѣлу, заряженному отрицательно. Разсматривая электрическую силу въ нѣкоторой точкѣ поля, какъ результирующую двухъ составляющихъ, каждая изъ которыхъ обусловливается въ отдѣльности каждымъ изъ зарядовъ, мы должны придти къ заключенію, что работа каждой изъ составляющихъ, совершаемая при передвиженіи

УДУНТ
(ИПБТ)

единицы электричества, будетъ тѣмъ меньше, чѣмъ меньше путь, проходимый этимъ единичнымъ зарядомъ отъ одного тѣла до другого. Слѣдовательно и работа результирующей силы при перемѣщеніи единичнаго заряда—разность потенциаловъ—будетъ тѣмъ меньше, чѣмъ меньше разстояніе между тѣлами. Но такъ какъ:

$$C = \frac{q}{V_1 - V_2},$$

то слѣдовательно емкость системы растетъ при этихъ условіяхъ. Такимъ образомъ, для полученія разности потенциаловъ въ 1 вольтъ нужно сообщить тѣламъ заряды тѣмъ большіе, чѣмъ меньше разстояніе между ними и чѣмъ больше ихъ поверхность. Система, состоящая изъ двухъ по возможности сближенныхъ проводящихъ поверхностей большого размѣра (схема этого расположенія показана на рисункѣ 133) позволяетъ, такъ сказать, запасти или накопить большія количества электричества при сравнительно небольшой разности потенциаловъ. Въ виду этого такія системы называются *конденсаторами*. На рисункѣ 133 показанъ, собственно говоря, подобный конденсаторъ съ воздушной изоляціей. Обыкновенно однако въ конденсаторахъ металлическія пластины или, какъ ихъ называютъ, *обкладки* раздѣляются одна отъ другой при посредствѣ какого-либо твердаго діэлектрика въ формѣ листовъ или пластинокъ, напримѣръ парафинированной бумагой, стекломъ, слюдой и т. д. Классическій примѣръ подобнаго конденсатора мы имѣемъ въ такъ называемой *лейденской банкѣ*, представляющей собою стеклянный сосудъ, обклеенный снаружи и внутри станиолемъ.

Твердый діэлектрикъ, примѣняемый въ конденсаторахъ, играетъ важную роль въ томъ отношеніи, что вещество того изолятора, который раздѣляетъ обкладки, какъ показалъ Фарадэй, весьма сильно вліяетъ на величину емкости конденсатора. Въ этомъ мы должны усматривать одно изъ доказательствъ участія промежуточной среды въ электрическихъ явленіяхъ. Емкость конденсатора возрастаетъ, вообще говоря, въ нѣсколько разъ при замѣнѣ воздушнаго слоя, раздѣляющаго обкладки, такимъ діэлектрикомъ, какъ парафинъ, слюда, стекло и т. п. *Принято называть діэлектрической постоянной вещества отношеніе емкости конденсатора, у котораго все пространство между пластинами заполнено этимъ изолирующимъ веществомъ.*

къ емкости того же конденсатора, у котораго все пространство между его пластинами заполнено воздухомъ.

Тотъ коэффициентъ k , который мы ввели въ формулу Кулона для электрическихъ взаимодействій (§ 78), есть именно діэлектрическая постоянная. Это весьма важная характеристика свойствъ среды въ отношеніи ея участія въ электрическихъ явленіяхъ. Въ нижеслѣдующей таблицѣ приведены значенія діэлектрическихъ постоянныхъ нѣкоторыхъ тѣлъ:

Парафинъ	около 2
Эбонитъ	» 3
Сѣра	3,97
Слюда	6,6
Стекло	отъ 5 до 7
Алкоголь	26
Дистиллированная вода	76

86. Энергія заряда.—Заряжая нѣкоторый конденсаторъ, мы всегда совершаемъ работу, которая идетъ на созданіе электрической деформаци въ діэлектрикѣ конденсатора. Обратнo, соединя обкладки конденсатора проводникомъ и разряжая его при этомъ, мы возвращаемъ себѣ эту работу. Мы получаемъ ее обычно въ формѣ энергіи электрическаго тока въ проводникѣ, а затѣмъ за счетъ этой энергіи нагрѣвается проводникъ. Итакъ, заряженный конденсаторъ обладаетъ нѣкоторымъ запасомъ энергіи, которымъ онъ не обладалъ, пока разность потенциаловъ между его обкладками была равна нулю.

Нетрудно рассчитать этотъ запасъ энергіи. Представимъ себѣ нѣкоторый конденсаторъ, зарядъ котораго есть q , а разность потенциаловъ между обкладками $V_1 - V_2$. Допустимъ далѣе, что этотъ конденсаторъ разряжается, будучи замкнутъ какимъ либо проводникомъ. Ради простоты допустимъ при этомъ что процессъ разряженія конденсатора состоитъ въ слѣдующемъ. Отрицательное электричество ($-q$) остается на одной изъ обкладокъ неподвижно, а положительное электричество постепенно притекаетъ къ этой обкладкѣ по проводнику. Когда наконецъ все положительное электричество ($+q$) такимъ образомъ перетечетъ, обѣ обкладки окажутся въ нейтральномъ состояніи, т. е. конденсаторъ будетъ разряженъ. Ясно, что во все время разряженія конденсатора разность потенциаловъ будетъ непрерывно падать отъ начального значенія $V_1 - V_2$ до

нуля. Изобразимъ это графически. Пусть вдоль оси абсциссъ (рис. 139) откладывается количество протекшаго по проводнику электричества, а по оси ординатъ—разность потенциаловъ. По мѣрѣ возрастанія количества протекшаго электричества разность потенциаловъ падаетъ по закону, изображаемому графически прямою линією, ибо между измѣненіями заряда конден-

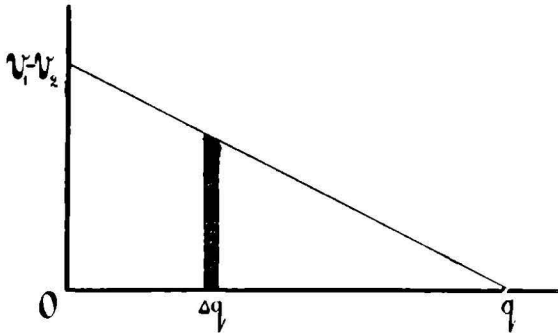


Рис. 139.

сатора и измѣненіями разности потенциаловъ между его обкладками должна существовать линейная зависимость въ силу соотношенія:

$$q = C \cdot (V_1 - V_2).$$

Электрическая энергія, выдѣляемая въ проводникѣ за время протеканія количества электричества Δq , очевидно изобразится заштрихованной площадкой, высота которой есть соответствующая разность потенциаловъ. Полная же энергія, развившаяся за все время разряженія конденсатора, выразится суммою всѣхъ такихъ элементарныхъ площадокъ, т. е. площадью прямоугольнаго треугольника, основаніе котораго есть q и высота $V_1 - V_2$. Слѣдовательно, запасъ энергіи въ заряженномъ конденсаторѣ равенъ:

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} q \cdot (V_1 - V_2) = \\ &= \frac{1}{2} C \cdot (V_1 - V_2)^2. \end{aligned}$$

87. Соотношеніе между электрическимъ полемъ и полемъ магнитнымъ.—Мы знаемъ, что и электрическія, и магнитныя явленія совершаются при ближайшемъ участіи среды, заполняющей пространство. Каждая изъ этихъ группъ явленій обу-

УДУНТ
(ИПБТ)

словливается повидимому какимъ-то специфическимъ состояніемъ среды. Но несомнѣнно, что между электрическимъ и магнитнымъ полемъ должна быть тѣсная связь. Дѣйствительно, весьма часто оба эти поля сосуществуютъ, они наблюдаются въ одномъ и томъ же мѣстѣ, въ одно и то же время. Это, на примѣръ, мы обычно имѣемъ въ случаѣ электрическаго тока: вокругъ проводника съ токомъ всегда есть магнитное поле и при наличности разности потенциаловъ между отдѣльными точками проводника тамъ же одновременно можетъ быть обнаружено и поле электрическое. Такъ какъ одна и та же среда принимаетъ непосредственное участіе въ тѣхъ процессахъ, которые имѣютъ мѣсто и въ электрическомъ, и въ магнитномъ полѣ, то необходимо признать, что специфическія состоянія среды, обуславливающія каждое изъ этихъ полей, отнюдь не исключаютъ одно другого, но напротивъ при соответствующихъ условіяхъ могутъ взаимно дополнять другъ друга, представляя при этомъ какъ бы отдѣльныя стороны одного и того же сложнаго процесса.

И теорія, и опытъ позволяютъ высказать слѣдующее положеніе:

Всякое измѣненіе, всякое движеніе магнитнаго поля сопровождается возникновеніемъ поля электрическаго и обратно при всякомъ измѣненіи или движеніи поля электрическаго можно обнаружить поле магнитное: въ обоихъ случаяхъ возникаетъ электромагнитное поле.

Электродвижущая сила индукціи является однимъ изъ примѣровъ, подтверждающихъ это общее положеніе. Можно сослаться далѣе на то, что, какъ показываютъ тщательные опыты, всякое движеніе заряженнаго тѣла даетъ начало магнитному полю.

Существованіе электромагнитнаго поля вокругъ проводника съ токомъ является однимъ изъ главнѣйшихъ поводовъ къ утвержденію, что электрическій токъ есть процессъ кинетическаго характера. Не подлежитъ сомнѣнію, что въ полѣ тока происходитъ нѣкоторое движеніе. Что именно движется и какъ именно происходитъ это движеніе, — мы не знаемъ. При современномъ состояніи науки можно только высказывать тѣ или иные предположенія относительно механизма электромагнитнаго поля. Въ этомъ отношеніи можно указать на гипотезу Пойнтинга, согласно которой процессъ, происходящій въ полѣ тока,

состоитъ въ томъ, что фарадѣевскія трубки, вырабатываемыя генераторомъ тока, распространяются отъ него, скользя концами по проводамъ и мало-по-малу концами же проникая внутрь проводовъ, гдѣ энергія, несомая ими, превращается въ тепло (джулево тепло). Магнитное поле вокругъ проводника, по Пойнтингу, есть лишь форма воспріятія нами движенія фарадѣевскихъ трубокъ: *мы обнаруживаемъ магнитное поле, перпендикулярное плоскости, опредѣляемой направлениемъ фарадѣевскихъ трубокъ и направлениемъ ихъ движенія.* Съ этой точки зрѣнія энергія передается отъ генератора къ пріемнику черезъ діэлектрикъ. Провода же играютъ роль направляющихъ этого потока энергіи. Въ слѣдующей главѣ мы познакомимся съ распространениемъ электромагнитной энергіи безъ посредства какихъ бы то ни было направляющихъ.

ГЛАВА ДВѢНАДЦАТАЯ.

Электрическія колебанія.

88. **Переменный токъ въ цѣпи съ самоиндукціей и емкостью.** — Представимъ себѣ электрическую цѣпь, схематически показанную на рисункѣ 140. Она отличается отъ цѣпи, изученной нами въ § 74, только тѣмъ, что здѣсь послѣдовательно съ сопротивленіемъ r и самоиндукціей L включенъ еще конденсаторъ съ емкостью C . На основаніи изложеннаго въ предыдущей главѣ (см. § 82) ясно, что мы не можемъ въ такой цѣпи под-

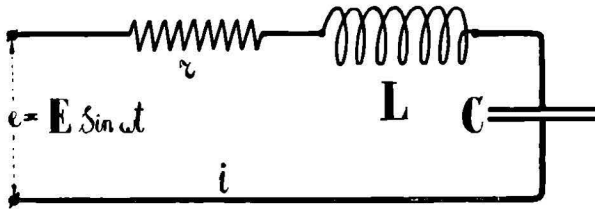


Рис. 140.

держивать сколь угодно долго токъ неизмѣннаго направленія, ибо электрическое смѣщеніе въ діэлектрикѣ конденсатора не можетъ безгранично увеличиваться при данномъ значеніи приложенной къ зажимамъ цѣпи электродвижущей силы. Въ этомъ случаѣ токъ будетъ проходить по цѣпи только до тѣхъ поръ, пока конденсаторъ заряжается и пока разность потенциаловъ между его обкладками еще не сдѣлалась равной внѣшней э.-д. силѣ, приложенной къ зажимамъ цѣпи. Но если эта внѣшняя э.-д. сила будетъ непрерывно измѣнять свое направленіе, то конденсаторъ будетъ попеременно заряжаться и разряжаться и по цѣпи все время будетъ проходить переменный токъ. По-

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

добный случай мы и рассмотрим подробнѣе. При этомъ допустимъ, что между зажимами цѣпи дѣйствуетъ гармонически измѣняющаяся э.-д. сила:

$$e = E \sin \omega t,$$

гдѣ:

$$\omega = 2\pi N.$$

Сила тока въ каждый данный моментъ должна выражаться слѣдующимъ образомъ:

$$i = \frac{\Sigma e}{r}.$$

Въ составъ суммы э.-д. силъ войдетъ, во-первыхъ, внѣшняя э.-д. сила e , во-вторыхъ, обратная э.-д. сила самоиндукціи $-L \frac{di}{dt}$ и, въ-третьихъ, разность потенциаловъ между обкладками конденсатора, которая въ каждый моментъ равна:

$$\frac{1}{C} q,$$

гдѣ q есть зарядъ конденсатора. При суммированіи э.-д. силъ мы должны эту разность потенциаловъ взять со знакомъ ($-$), ибо она характеризуетъ степень того противодѣйствія, которое оказываетъ внѣшней э.-д. силѣ e электрическая упругость діэлектрика конденсатора. Итакъ, имѣемъ:

$$i = \frac{e - L \frac{di}{dt} - \frac{1}{C} q}{r}.$$

Отсюда получаемъ:

$$L \frac{di}{dt} + ri + \frac{1}{C} q = E \sin \omega t.$$

Это соотношеніе показываетъ, что внѣшняя э.-д. сила въ каждый данный моментъ представляетъ собою сумму трехъ слагаемыхъ. Первое слагаемое есть та часть внѣшней э.-д. силы, которая идетъ на преодоленіе обратной э.-д. силы самоиндукціи; второе слагаемое есть омическое паденіе напряженія, обусловленное сопротивленіемъ r ; третье слагаемое—та часть внѣшней э.-д. силы, которая идетъ на преодоленіе противодѣйствующей разности потенциаловъ у зажимовъ конденсатора.

УДУНТ
(ИПБТ)

Для рѣшенія вопроса о томъ, какъ въ данномъ случаѣ выражается сила тока, приведемъ сначала вышенаписанное уравненіе къ болѣе удобному виду. Съ этою цѣлью возьмемъ производную по времени отъ правой и лѣвой частей:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + r \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \frac{dq}{dt} = \omega E \cos \omega t.$$

Но на основаніи § 37 имѣемъ:

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

Такимъ образомъ, уравненіе приводится къ виду:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + r \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = \omega E \cos \omega t.$$

Совершенно подобно тому, какъ и въ случаѣ, разобраннымъ въ § 74, полное рѣшеніе этого уравненія представляетъ интересъ лишь при изученіи начальныхъ условий въ электрической цѣпи. Для ознакомленія же съ характеромъ установившагося режима достаточно знать частное рѣшеніе. Тѣ же соображенія, которыми мы руководствовались при разысканіи частнаго рѣшенія въ вышеупомянутомъ случаѣ, позволяютъ намъ утверждать, что и теперь частное рѣшеніе должно имѣть видъ:

$$i = I \sin(\omega t - \varphi).$$

И въ настоящемъ случаѣ для опредѣленія значенія постоянныхъ I и φ мы подставимъ въ основное уравненіе выраженія для силы тока и ея производныхъ. Получаемъ тождество, изъ котораго послѣ надлежащихъ преобразованій имѣемъ:

$$I = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r}.$$

И въ данномъ случаѣ выраженіе:

$$z = \sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

называется полнымъ сопротивленіемъ.

Мы видимъ, что величины I и φ зависятъ отъ соотношенія между L и C . Характеръ этого соотношенія зависитъ отъ частоты N . Если имѣемъ:

$$\omega L > \frac{1}{\omega C},$$

то говорятъ, что *доминируетъ самоиндукція*. Это значить, что въ настоящемъ случаѣ соотношенія между токомъ и э.-д. силой получаются такія же, какъ если бы въ цѣпи совершенно отсутствовалъ конденсаторъ и была только самоиндукція. Именно, мы имѣемъ:

$$\varphi > 0,$$

т. е. токъ запаздываетъ относительно э.-д. силы. Кривыя э.-д. силы и тока располагаются, какъ показано на рисункѣ 120.

Если же:

$$\omega L < \frac{1}{\omega C},$$

то очевидно имѣемъ:

$$\varphi < 0$$

и токъ упреждаетъ э.-д. силу. При этомъ, какъ говорятъ, въ цѣпи *доминируетъ емкость*. Соответствующее этому случаю расположеніе кривыхъ э.-д. силы и тока показано на рисункѣ 141.

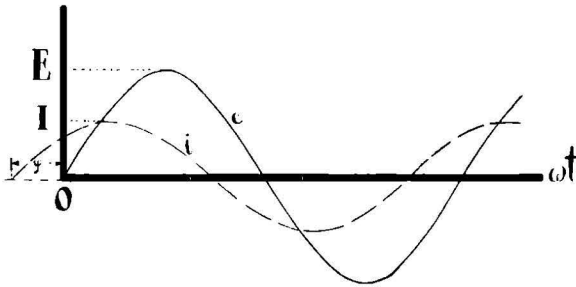


Рис. 141.

Мы видимъ, что емкость антагонизируетъ съ самоиндукціей и результатъ сильно зависитъ отъ того, на чьей сторонѣ перевѣсъ.

89. Резонансъ. — При нѣкоторой опредѣленной частотѣ N , подбирая соответствующимъ образомъ L и C , мы всегда можемъ добиться того, чтобы имѣло мѣсто соотношеніе:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Въ этомъ случаѣ получаемъ:

$$\begin{aligned} z &= r, \\ I &= \frac{E}{r}, \\ \varphi &= 0. \end{aligned}$$

При незначительномъ сопротивленіи r амплитуда тока можетъ достигнуть очень большихъ значеній. Въ рассматриваемомъ случаѣ все происходитъ такъ, какъ если бы въ цѣпи не было ни самоиндукціи, ни емкости. Онѣ взаимно компенсируютъ одна другую: токъ оказывается въ фазѣ съ э.-д. силой и амплитуда тока имѣетъ наибольшее возможное при данныхъ E и r значеніе. Внѣшней э.-д. силѣ не приходится преодолевать ни электромагнитной инерціи, характеризуемой коэффициентомъ L , ни упругихъ силъ діэлектрика конденсатора, характеризуемыхъ величиною $\frac{1}{C}$. И электромагнитная инерція, и электрическая упругость не оказываютъ противодѣйствія внѣшней э.-д. силѣ потому, что въ настоящемъ случаѣ благодаря соответствующему подбору этихъ величинъ электрическая цѣпь *резонируетъ* на пульсациі, сообщаемыя ей внѣшней вынуждающей э.-д. силой. Это явленіе *резонанса* въ электрической цѣпи совершенно аналогично резонансу въ матеріальныхъ системахъ. Много примѣровъ подобнаго резонанса можно подыскать въ области звуковыхъ колебаній. Такъ, напримѣръ, камертонъ или натянутая струна резонируютъ на нѣкоторый опредѣленный тонъ, если ихъ массы и упругость соответствующимъ образомъ подобраны. При этомъ для осуществленія условій резонанса необходимо, какъ мы знаемъ, чтобы періодъ собственныхъ незатухающихъ колебаній камертона или струны равнялся періоду внѣшней вынуждающей силы, въ данномъ случаѣ звуковыхъ колебаній воздуха, непосредственно дѣйствующихъ на поверхность резонирующихъ тѣлъ. Опытъ и теорія показываютъ, что и во всякой электрической цѣпи, обладающей емкостью и самоиндукціей, могутъ, вообще говоря, возникнуть самостоятельныя *электрическія колебанія*. Эти электрическія колебанія въ цѣпи представляютъ собою не что иное, какъ переменный токъ, протекающій по цѣпи безъ всякаго участія внѣшней вынуждающей э.-д. силы. Такимъ образомъ, въ моментъ резонанса внѣшней вынуждающей э.-д. силѣ приходится преодолевать

УДУНТ
(ИПБТ)

только сопротивление r , ибо благодаря надлежащему подбору L и C цѣпь сама по себѣ способна колебаться съ періодомъ, какъ разъ соотвѣтствующимъ періоду э.-д. силы, приложенной къ зажимамъ цѣпи.

90. Свободныя колебанія въ электрической цѣпи. — Періодъ собственныхъ свободныхъ колебаній цѣпи легко вычислить, исходя изъ условій резонанса:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0.$$

Именно, подставляемъ сюда:

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

гдѣ T представляетъ собою, вообще говоря, періодъ внѣшней вынуждающей силы, а въ моментъ резонанса также и періодъ собственныхъ незатухающихъ колебаній электромагнитной системы. Отсюда получаемъ:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Какъ было указано выше, это есть періодъ собственныхъ *незатухающихъ* колебаній. По этому поводу нужно замѣтить слѣдующее. Вообще говоря, свободныя колебанія электрической цѣпи всегда бываютъ *затухающими*, т. е. амплитуды отдѣльныхъ пульсацій тока непрерывно уменьшаются, асимптотически стремясь къ нулю. Это происходитъ отъ того, что всякая реальная цѣпь обладаетъ сопротивленіемъ r , обуславливающимъ непрерывный расходъ энергии, которая черпается изъ начального запаса ея, сообщеннаго системѣ. Примѣръ подобныхъ условій мы имѣемъ въ случаѣ такъ называемаго колебатель-

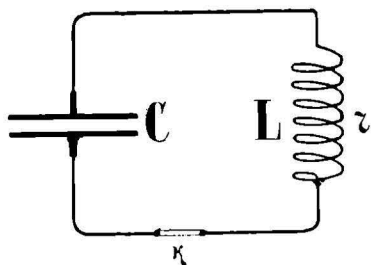


Рис. 142.

наго разряда конденсатора, заряженнаго предварительно до нѣкоторой разности потенциаловъ и затѣмъ замкнутаго при помощи рубильника K на цѣпь съ самоиндукціей (рис. 142). Вліяніе сопротивления r на характеръ явленія настолько велико, что въ случаѣ слишкомъ большаго значенія r электрическія колебанія могутъ даже совсѣмъ не возникнуть: конденсаторъ разрядится

токомъ одного неизмѣннаго направленія совершенно подобно тому, какъ и всякая матеріальная система, способная колебаться и выведенная изъ состоянія равновѣсія, возвращается къ нему безъ всякихъ колебаній, если сопротивленіе окружающей среды чрезмѣрно велико. Итакъ, для возникновенія въ цѣпи электрическихъ колебаній безусловно необходимо, чтобы r не было слишкомъ велико. При соблюденіи этого условія электрическія колебанія возникаютъ и затуханіе ихъ будетъ тѣмъ меньше, чѣмъ меньше r . Въ предѣлѣ, въ идеальномъ случаѣ, когда:

$$r = 0,$$

затуханіе отсутствуетъ и мы имѣемъ *свободныя незатухающія колебанія* системы. Какъ показываетъ подробное изслѣдованіе, на величину періода колебаній электрической цѣпи вліяетъ не только самоиндукція и емкость, но также и сопротивленіе r ; именно сопротивленіе нѣсколько удлинняетъ періодъ колебанія. Только въ томъ случаѣ, когда:

$$r = 0,$$

мы имѣемъ періодъ:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}.$$

Тотъ фактъ, что моментъ резонанса опредѣляется совпадениемъ періода вынуждающей э.-д. силы съ періодомъ собственныхъ *незатухающихъ* колебаній системы, хотя бы система и обладала какимъ угодно сопротивлениемъ r , можно объяснить слѣдующимъ образомъ. Въ разсматриваемомъ случаѣ энергія, которая поглощается сопротивлениемъ r , непрерывно возмѣщается благодаря притоку ея извнѣ, отъ генератора, и потому то количество энергіи, которое участвуетъ въ явленіи электрическихъ колебаній, претерпѣвая непрерывныя превращенія изъ формы энергіи заряда конденсатора въ форму энергіи электрическаго тока и обратно, можно считать неубывающимъ: въ отношеніи собственныхъ колебаній системы все обстоитъ такъ, какъ если бы мы имѣли:

$$r = 0.$$

Практически въ случаѣ свободныхъ колебаній въ независимой электрической цѣпи (рис. 142) очень часто пренебрегаютъ вліяніемъ сопротивленія на величину періода и приближенно полагаютъ:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}.$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Для осуществленія подобныхъ колебаній до настоящаго времени пользуются обыкновенно расположеніемъ, примѣръ котораго представленъ на рисункѣ 143. Въмѣсто ключа K , фигурирующаго на схемѣ рисунка 142, здѣсь періодическія замыканія цѣпи конденсатора автоматически осуществляются черезъ *искровой промежутокъ* ab . Для сообщенія конденсатору первоначальнаго запаса энергіи, для заряженія его, служатъ показанные пунктиромъ провода, ведущіе къ обкладкамъ конденсатора отъ зажимовъ высоковольтной обмотки трансформатора или катушки Румкорфа. Такимъ образомъ, конденсаторъ періодически заряжается до нѣкоторой достаточно высокой разности потенциаловъ,

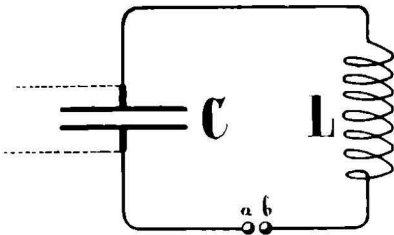


Рис. 143.

при которой, наконецъ, происходитъ *пробой* діэлектрика — воздуха между шариками a и b . Между этими шариками появляется *искра*, представляющая сравнительно небольшое сопротивление и замыкающая собою колебательную цѣпь конденсатора. Электрическія колебанія практически затухаютъ и искра

исчезаетъ къ моменту слѣдующаго заряженія конденсатора отъ трансформатора или катушки Румкорфа, все вновь повторяется и т. д.

Оставляя въ сторонѣ вопросъ о расходованіи энергіи благодаря сопротивленію цѣпи, пренебрегая этимъ, рассмотримъ вкратцѣ тѣ главныя превращенія, которымъ періодически подвергается энергія, сообщенная системѣ извнѣ. Когда конденсаторъ заряжается, ему сообщается извнѣ запасъ энергіи, равный (см. § 86):

$$A = \frac{1}{2} C(V_1 - V_2)^2.$$

Во время разряженія конденсатора черезъ цѣпь съ самоиндукціей L токъ не сразу достигаетъ наибольшаго значенія, а нарастаетъ постепенно. Растетъ мало-по-малу (за счетъ убыванія энергіи конденсатора) и энергія электрическаго тока (см. § 72), достигающая наибольшаго значенія:

$$\frac{1}{2} LI^2,$$

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

когда конденсаторъ совѣтъмъ разрядится. Пренебрегая разсѣяніемъ энергіи, можемъ, слѣдовательно, написать:

$$\frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} C(V_1 - V_2)^2,$$

т. е. энергія тока цѣликомъ возникла за счетъ первоначальнаго запаса энергіи въ конденсаторѣ. Несмотря на то, что конденсаторъ разрядился, токъ въ цѣпи будетъ поддерживаться по прежнему направленію, благодаря электромагнитной инерціи. Нетрудно видѣть, что конденсаторъ при этомъ начнетъ перезаряжаться и, въ концѣ концовъ, когда токъ, наконецъ, прекратится по случаю полнаго израсходованія его энергіи, конденсаторъ окажется заряженнымъ до первоначальной разности потенціаловъ, но только знакъ этой разности потенціаловъ будетъ обратный. вмѣстѣ съ тѣмъ въ конденсаторѣ сосредоточится первоначальный запасъ энергіи. Затѣмъ вновь въ цѣпи возникнетъ токъ, но только обратнаго направленія, конденсаторъ разрядится, опять перезарядится и т. д.

91. Электромагнитныя волны. — Въ предыдущемъ, говоря о разсѣяніи энергіи при процессѣ электрическихъ колебаній, мы имѣли въ виду только нагрѣваніе проводника колебательной цѣпи, обусловливаемое его сопротивленіемъ. Опытъ показываетъ однако, что есть еще другой факторъ, вызывающій разсѣяніе энергіи и имѣющій при благопріятныхъ условіяхъ первенствующее значеніе. Дѣло въ томъ, что тѣ явленія, которыя имѣютъ мѣсто въ колеблющейся электрической цѣпи, не ограничиваются однимъ лишь контуромъ цѣпи въ узкомъ смыслѣ этого слова, но происходятъ во всемъ окружающемъ пространствѣ, теоретически безпредѣльномъ. Среда, заполняющая это пространство, принимаетъ самое дѣятельное участіе въ явленіи переменнаго электромагнитнаго поля, связаннаго съ разсматриваемою цѣпью. И при этомъ часть энергіи разсѣивается или, какъ говорятъ, *излучается* въ окружающее пространство. Эта энергія является потерянной для данной колеблющейся цѣпи. Все происходитъ совершенно аналогично тому, какъ звучащій камертонъ или колеблющаяся струна мало-по-малу теряютъ энергію своихъ колебаній не столько вслѣдствіе сопротивления среды въ узкомъ смыслѣ сколько, главнымъ образомъ, благодаря распространенію звуковыхъ колебаній въ воздухѣ по всему окружающему пространству.

Мощность потока энергии, излучаемой колеблющейся электрической цѣпью, такъ называемымъ *вибраторомъ*, зависитъ въ значительной степени отъ геометрическихъ размѣровъ и формы цѣпи. Въ настоящее время для достиженія достаточно мощнаго электромагнитнаго излученія, что бываетъ необходимо при практическомъ использованіи описываемаго явленія, примѣняютъ вибраторы, въ которыхъ роль обкладокъ конденсатора играютъ проводящія тѣла, удаленныя одно отъ другого на сравнительно большое разстояніе. Электрическое поле «между обкладками конденсатора» захватываетъ въ этомъ случаѣ большую область, въ связи съ чѣмъ облегчается отдѣленіе энергии отъ вибратора. На рисункѣ 144 представленъ схематически подобный *открытый вибраторъ*, состоящій изъ двухъ длинныхъ проводящихъ стержней *A* и *B*, раздѣленныхъ искровымъ промежуткомъ. Роль про-

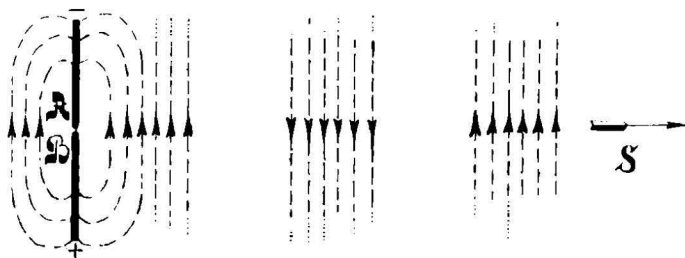


Рис. 144.

водовъ цѣпи играютъ эти длинные стержни. «Диэлектрикомъ конденсатора» служитъ вся окружающая среда. Ради упрощенія, здѣсь не показаны проводники отъ трансформатора, питающаго энергіей нашъ вибраторъ. Допустимъ, что вибраторъ работаетъ, т. е. въ немъ происходятъ электрическія колебанія. Верхній и нижній стержни непрерывно перезаряжаются и вмѣстѣ съ тѣмъ непрерывно періодически измѣняется по величинѣ и направленію электрическое смѣщеніе (см. § 82) въ пространствѣ, окружающемъ вибраторъ. На рисункѣ 144 чисто схематически представленъ характеръ электрическаго поля вокругъ вибратора въ моментъ, когда нижній стержень заряженъ положительно, а верхній — отрицательно. Пунктиромъ показана система фарадеевскихъ трубокъ. Стрѣлки указываютъ направленіе электрическаго смѣщенія вдоль этихъ трубокъ. Электрическое смѣщеніе представляетъ собою упругую деформацію, которая стремится со своею скоростью распространиться по всему окружающему

пространству. Непрерывное колебательное измѣненіе смѣщенія вблизи вибратора, связанное съ его перезарядженіемъ, сопровождается распространеніемъ электрическихъ колебаній во всѣ стороны отъ вибратора. По Пойнтингу, все происходитъ такъ, какъ будто бы нѣкоторыя фарадѣевскія трубки, теряя связь съ вибраторомъ, отдѣляются отъ него и движутся по направленію, перпендикулярному своей длинѣ и показанному стрѣлкой S на рисункѣ 144. Ясно конечно, что въ виду періодическаго перезарядженія вибратора, отъ него отдѣляются группы фарадѣевскихъ трубокъ попеременно то одного направленія, то другого. Въ § 87 было указано, что при движеніи фарадѣевскихъ трубокъ обнаруживается магнитное поле, перпендикулярное плоскости, опредѣляемой направленіемъ фарадѣевскихъ трубокъ и направленіемъ ихъ движенія. Такимъ образомъ, въ разсматриваемомъ случаѣ при распространеніи электрическихъ колебаній имъ сопутствуетъ магнитное поле и притомъ также попеременно направленное въ противоположныя стороны. Мы имѣемъ дѣло въ сущности съ *электромагнитными колебаніями*, съ *электромагнитными волнами*, излучаемыми вибраторомъ. И электрическія, и магнитныя колебанія совершаются въ направленіяхъ взаимноперпендикулярныхъ и въ то же время перпендикулярныхъ направленію ихъ распространенія. Другими словами, электромагнитныя колебанія суть колебанія поперечныя.

Опытъ показываетъ, что скорость распространенія электромагнитныхъ волнъ въ пустотѣ равна:

$$v = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см.}}{\text{сек.}},$$

т. е. 300 000 километровъ въ секунду. А это представляетъ собою какъ разъ скорость свѣта въ пустотѣ. Совпаденіе этихъ двухъ скоростей навело Максвелля на мысль, что самъ свѣтъ есть нѣкоторое электромагнитное явленіе и что свѣтовая волна представляетъ собою не что иное, какъ именно электромагнитную волну. Произведенныя Герцомъ опыты изслѣдованія свойствъ электромагнитныхъ волнъ, ихъ отраженія, преломленія и поляризаціи, составляютъ весьма серьезный доводъ въ пользу теоріи Максвелля, ибо изъ этихъ опытовъ вытекаетъ, что электромагнитныя волны вполне подобны свѣтовымъ. Вся разница между тѣми волнами, которыя излучаются обычными электрическими вибраторами, и тѣми волнами, которыя излучаются источ-

пиками свѣта, заключается въ томъ, что длины волнъ въ одномъ и другомъ случаѣ неодинаковы. Герцу удалось получить электромагнитныя волны длиною меньше метра. Впослѣдствіи другими изслѣдователями, примѣнявшими вибраторы очень малыхъ размѣровъ, были получены волны длиною порядка миллиметра. Длины волнъ свѣтовыхъ—порядка тысячной доли миллиметра.

Въ настоящее время электромагнитныя волны нашли себѣ широкое примѣненіе въ *беспроволочной телеграфіи*. Въ этомъ случаѣ сигналы подаются при помощи вибратора въ формѣ *мачты*, практически очень высокой, при чемъ вибраторъ возбуждается періодически въ теченіе болѣе или менѣе длительныхъ промежутковъ времени соотвѣтственно знакамъ, напримеръ, азбуки Морзе. На нѣкоторомъ разстояніи отъ вибратора-мачты, доходящемъ практически до нѣсколькихъ тысячъ километровъ, располагается вторая мачта, могущая служить приемникомъ сигналовъ. Мачта-приемникъ представляетъ собою такую же въ электрическомъ отношеніи систему, какъ и мачта-вибраторъ. Подъ вліяніемъ падающихъ на цѣпь приемника электромагнитныхъ волнъ въ этой цѣпи возникаютъ электрическія колебанія, которыя и отмѣчаются особыми приборами, реагирующими на эти колебанія. Приемная цѣпь будетъ тѣмъ чувствительнѣе относиться къ внѣшнему потоку электромагнитныхъ волнъ, чѣмъ ближе періодъ ея собственныхъ колебаній къ періоду этихъ волнъ. Такимъ образомъ, оказывается выгоднымъ настраивать на резонансъ отправительную и приемную колебательныя цѣпи.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ.

Электролизъ.

92. Общій характеръ явленія. — Прохождение электрическаго тока черезъ нѣкоторыя твердыя и жидкія тѣла, называемыя *электролитами*, сопровождается разнаго рода явленіями химическаго характера. Какъ показываетъ ближайшее изученіе этихъ явленій, сущность ихъ заключается въ томъ, что электролиты, представляющіе собою химически сложныя вещества, разлагаются токомъ на составныя части. Самый актъ разложенія называется *электролизомъ*. Терминологія, относящаяся къ этой области, была установлена Фарадеемъ, который далъ и количественныя соотношенія, характеризующія явленіе электролиза. Тѣ проводящія тѣла, черезъ посредство которыхъ токъ вступаетъ въ электролитъ и выходитъ изъ него, называются *электродами*. Тотъ электродъ, черезъ который токъ входитъ въ электролитъ, называютъ *анодомъ*; электродъ же, черезъ который токъ выходитъ называютъ *катодомъ*. Составныя части, на которыя разлагается токкомъ электролитъ, называются *іонами*. Какъ показываетъ опытъ, іоны выдѣляются на электродахъ: на анодѣ такъ называемый *анионъ*, на катодѣ—*катіонъ*.

Электролитами могутъ быть твердыя тѣла и жидкости. Иодистое серебро можетъ служить примѣромъ твердаго электролита, примѣрами жидкихъ электролитовъ—растворы солей и кислотъ, а также расплавленныя соли.

Выдѣляющіеся во время электролиза водородъ и металлъ всегда оказываются катионами, т. е. отлагаются на катодѣ. Вообще говоря, явленія электролиза обычно болѣе или менѣе

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

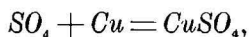
усложняются благодаря тому, что выдѣляющіеся іоны нерѣдко вступаютъ въ химическое взаимодействіе съ растворителемъ или веществомъ электродовъ. Такимъ образомъ продукты электролиза не всегда оказываются первичными.

Разсмотримъ въ видѣ примѣра электролизъ раствора мѣднаго купороса ($CuSO_4$). Допустимъ при этомъ, что электродами служатъ платиновыя пластинки. При прохожденіи тока на катодѣ будетъ отлагаться мѣдь, а остатокъ SO_4 —на анодѣ. вмѣстѣ съ тѣмъ у анода происходитъ реакція:



Въ результатѣ H_2SO_4 остается въ растворѣ, а кислородъ выдѣляется въ газообразномъ видѣ на поверхности анода.

Если бы анодъ былъ мѣдный, то на его поверхности происходила бы реакція:



т. е. происходило бы раствореніе анода съ образованіемъ мѣднаго купороса.

Въ видѣ второго примѣра рассмотримъ электролизъ воднаго раствора сѣрной кислоты (H_2SO_4) между платиновыми электродами. На катодѣ выдѣляется H_2 , а остатокъ SO_4 —на анодѣ. При этомъ, какъ было только что указано, происходитъ у анода реакція, сопровождающаяся образованіемъ вновь частицы H_2SO_4 и выдѣленіемъ O на поверхности анода. Такимъ образомъ, при электролизѣ раствора сѣрной кислоты на катодѣ выдѣляется водородъ, а на анодѣ кислородъ въ такомъ соотношеніи, какъ если бы разлагалась вода; сѣрная же кислота остается въ результатѣ неразложенной. Очень часто описываемый случай электролиза называютъ «электролизомъ воды». Должно однако помнить, что это не совсѣмъ точно и что чистая вода сама по себѣ не только не подвергается электролизу, но даже не проводитъ тока.

93. Законы Фарадэя.—Количество іоновъ, выдѣляемыхъ токомъ при прохожденіи черезъ электролитъ, находится, какъ это слѣдуетъ изъ опытовъ Фарадэя, въ очень простомъ соотношеніи съ количествомъ электричества, протекашаго при этомъ черезъ электролитъ.

Первый законъ Фарадея состоитъ въ слѣдующемъ:

Количество разложеннаго электролита или количество выдѣлишагося іона прямо-пропорціонально количеству протекашаго черезъ электролитъ электричества.

Такимъ образомъ можемъ написать:

$$p = sq,$$

гдѣ p —количество вещества, q —количество электричества и s —коэффициентъ пропорціональности, обыкновенно называемый *электрохимическимъ эквивалентомъ*. Ясно, конечно, что *электрохимическій эквивалентъ представляетъ собою количество разложеннаго электролита или выдѣлишагося іона, соответствующее единицѣ протекашаго черезъ электролитъ количества электричества.*

Такъ какъ при постоянномъ токѣ:

$$q = it,$$

то въ этомъ случаѣ можемъ написать:

$$p = sq = \\ = cit.$$

Второй законъ Фарадея гласитъ слѣдующее:

Если одно и то же количество электричества протекаетъ черезъ различные электролиты, то количества выдѣленныхъ различныхъ іоновъ пропорціональны ихъ химическимъ эквивалентамъ.

Отсюда заключаемъ, что электрохимическіе эквиваленты должны быть пропорціональны химическимъ эквивалентамъ. Достаточно, слѣдовательно, опредѣлить электрохимическій эквивалентъ какого-либо одного вещества. Величину его для другихъ веществъ можно найти простымъ вычисленіемъ. Элементы, могущіе входить въ различныя соединенія съ различною валентностью, будутъ, очевидно, имѣть различные электрохимическіе эквиваленты сообразно химическимъ эквивалентамъ. Такъ, напримеръ, мѣдь или желѣзо, образующія соли закиси и окиси, обладаютъ различнымъ электрохимическимъ эквивалентомъ въ зависимости отъ того, выдѣляются ли они изъ растворовъ солей закиси или окиси. Въ нижеслѣдующей таблицѣ приведены электрохимическіе эквиваленты нѣкоторыхъ элементовъ; числа

УДУНТ
(ИПБТ)

даютъ въ миллиграммахъ количество выдѣленнаго элемента при прохожденіи одного кулона электричества.

Водородъ .	. 0,010352
Кислородъ	. 0,0828
Хлоръ .	. 0,03675
Желѣзо (изъ солей закиси) .	. 0,2898
» (» » окиси)	0,1932
Мѣдь (» » закиси) .	0,6562
» (» » окиси)	0,3281
Никкель (» » закиси) .	. 0,3050
» (» » окиси)	. 0,2033
Серебро.	. 1,1180

Ясно, что одинъ граммъ-эквивалентъ какого бы то ни было іона выдѣляется на электродѣ при прохожденіи черезъ электролитъ нѣкотораго вполне опредѣленнаго количества электричества, которое нетрудно вычислить, зная электрохимическій эквивалентъ даннаго іона. Пользуясь цифрами вышеприведенной таблицы, легко видѣть, что граммъ-эквиваленту любого іона соответствуетъ:

96540 кулоновъ.

Замѣтимъ еще, что при протеканіи одного кулона черезъ цѣпь выдѣляются объемы газовъ (при 0° и 760 мм. давленія):

водорода	0,116 куб. см.
кислорода	0,058 куб. см.

94. Вольтметръ. — На основаніи предыдущаго понятно, что мы можемъ измѣрить силу нѣкотораго постояннаго тока, опредѣляя количество іоновъ, имъ выдѣляемыхъ, и зная при этомъ соответствующій промежутокъ времени и величину электрохимическаго эквивалента. Мы можемъ, такимъ образомъ, рассчитать силу тока по слѣдующей формулѣ:

$$i = \frac{P}{ct}.$$

Электролитическій приборъ, предназначенный для этой цѣли, называется *вольтметромъ*. Наболѣе часто примѣняются воль-

УДѢЛЪ
УДУНТ
(ИПЪТ)

таметры, въ которыхъ сила тока опредѣляется или по количеству мѣди, выдѣлившейся изъ раствора мѣднаго купороса, или серебра—изъ раствора азотосеребряной соли, или по объему водорода, выдѣленного токомъ изъ подкисленной воды.

95. Конвекціонная теорія электролиза. — Для объясненія явленій электролиза допускаютъ, что каждая молекула вещества, подвергающагося разложенію, нормально состоитъ изъ двухъ частей—іоновъ,—одна изъ которыхъ заряжена положительнымъ электричествомъ, а другая—отрицательнымъ. При этомъ оба заряда равны по абсолютной величинѣ и потому въ обычныхъ условіяхъ молекула кажется нейтральною въ электрическомъ отношеніи. Силы, связывающія отдѣльныя части молекулы, представляютъ собою съ этой точки зрѣнія не что иное, какъ силы взаимодѣйствія разноименно наэлектризованныхъ тѣлъ. Въ нѣкоторыхъ, однако, случаяхъ и, между прочимъ, при раствореніи вещества въ водѣ эти силы настолько ослабляются, что отдѣльныя части молекулы получаютъ нѣкоторую свободу: молекулы, какъ говорятъ, *диссоціируютъ* (Клаузіусъ). Степень диссоціации, т. е. отношеніе числа диссоціировавшихъ молекулъ къ числу молекулъ недиссоціировавшихъ, зависитъ опредѣленнымъ образомъ, какъ показалъ Арреніусъ, отъ концентраціи раствора. Если теперь представимъ себѣ, что въ подобный растворъ со свободными іонами, представляющими собою продукты диссоціации нейтральныхъ молекулъ, внесены электроды, на примѣръ, металлическія пластины, присоединенныя къ зажимамъ электрическаго генератора, то должно ожидать слѣдующаго. Электрическое поле, образовавшееся при этомъ между пластинами, будетъ дѣйствовать чисто механически на свободные заряженные іоны. Положительные іоны начнутъ двигаться къ отрицательно заряженной пластинѣ, т. е. къ катоду, а отрицательные іоны — къ аноду, гдѣ и выдѣляются. Это движеніе іоновъ въ электролитѣ и представляетъ, повидимому, сущность того процесса, который происходитъ внутри этого проводника при прохожденіи черезъ него тока. Такимъ образомъ, прохожденіе электрическаго тока черезъ электролитъ сопровождается переносомъ заряженныхъ матеріальныхъ частицъ въ направленіи тока (положительные іоны) и въ обратномъ направленіи (отрицательные іоны). Такого рода токъ называется *конвекціоннымъ*.

96. Электродвижущая сила поляризаціи. — Если опустить въ сосудъ съ нѣкоторымъ электролитомъ совершенно тождественные

УДУНТ
(ИПБТ)

электроды и, пользуясь ими, пропуститъ черезъ электролитъ токъ, то весьма часто вслѣдствіе наступающаго явленія электролиза электроды дѣлаются настолько различными, что совокупность ихъ и даннаго электролита можетъ играть роль гальваническаго элемента (§ 46). Про электроды, пришедшіе въ особое состояніе благодаря предварительному пропусканію тока, говорятъ, что они *поляризованы*. Поляризацію электродовъ легко обнаружить, если прекратить пропусканіе тока отъ внѣшняго источника и присоединить къ электродамъ, остающимся въ жидкости, какой либо гальванометръ. Мы тотчасъ же обнаружимъ, что *поляризаціонный элементъ* развиваетъ въ цѣпи токъ, направленіе котораго какъ разъ противоположно направленію первоначальнаго тока. Такимъ образомъ, *поляризаціонная э.-д. сила* обратна по направленію той внѣшней э.-д. силѣ, которая произвела описываемое дѣйствіе.

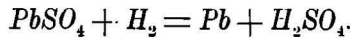
Разсмотримъ для примѣра случай раствора сѣрной кислоты, въ который опущены двѣ платиновыя пластинка. Пропуская черезъ электролитъ токъ отъ внѣшняго генератора, мы вскорѣ замѣтимъ, что этотъ токъ начинаетъ ослабѣвать. Объясняется это возникновеніемъ обратной э.-д. силы поляризаціи. Исслѣдуя состояніе пластинокъ, мы найдемъ, что поверхность анода покрывается слоемъ кислорода, а поверхность катода—слоемъ водорода. Послѣ того, какъ пластинки разобщены съ внѣшнимъ генераторомъ и соединены между собою проволокой, кислородъ и водородъ по мѣрѣ протеканія тока постепенно съ нихъ исчезаетъ. Послѣднее обстоятельство мы можемъ разсматривать, какъ результатъ обратнаго воссоединенія кислорода съ водородомъ. Этотъ обратный процессъ имѣетъ мѣсто, ибо поляризаціонный токъ выдѣляетъ водородъ на томъ электродѣ, на которомъ раньше сконденсировался кислородъ, и—кислородъ тамъ, гдѣ раньше сконденсировался водородъ.

97. Электрической аккумуляторъ.—Когда подъ дѣйствіемъ тока отъ внѣшняго генератора возникаетъ въ нѣкоторой системѣ э.-д. сила поляризаціи, мы несомнѣнно имѣемъ дѣло съ запасаніемъ энергіи въ этой системѣ, ибо вновь возникшая э.-д. сила можетъ совершенно самостоятельно генерировать токъ и, слѣдовательно, произвести работу. Въ виду этого принято называть *электрическимъ аккумуляторомъ* систему, состоящую изъ электролита и двухъ опущенныхъ въ него электродовъ и сно-

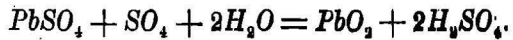
УДНТ
(ИПБТ)

собную запасать энергію во время *заряженія*, какъ обыкновенно называютъ процессъ поляризованія электродовъ.

Мыслимо большое количество различныхъ электрохимическихъ комбинацій, способныхъ играть роль электрическаго аккумулятора. Практическое значеніе, однако, до настоящаго времени имѣетъ почти исключительно одинъ только *свинцовый аккумуляторъ*. Послѣдній представляетъ собою двѣ свинцовыя пластины, покрытыя слоемъ сѣрнокислаго свинца и погруженыя въ растворъ сѣрной кислоты. Во время заряженія на катодѣ выдѣляется водородъ, а на анодѣ остатокъ сѣрной кислоты. Выстѣ съ тѣмъ происходятъ вторичныя реакціи согласно слѣдующимъ уравненіямъ. На катодѣ:



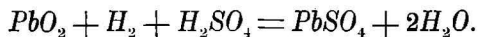
На анодѣ:



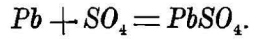
Итакъ, анодъ будетъ покрываться **перекисью свинца PbO_2** , между тѣмъ какъ катодъ будетъ **возстанавливаться въ металлическій (губчатый) свинецъ**.

Процессъ заряженія аккумулятора можно считать **заключеннымъ**, когда весь сѣрнокислый свинецъ на электродахъ претерпитъ указанное превращеніе. Электродвижущая сила пары изъ перекиси свинца и металлическаго свинца въ разбавленной сѣрной кислотѣ достигаетъ 2,2—2,25 вольта. Эта э.-д. сила мало-по-малу падаетъ во время *разряда* аккумулятора, когда на счетъ запасенной въ немъ химической энергіи возбуждается въ цѣпи электрическій токъ.

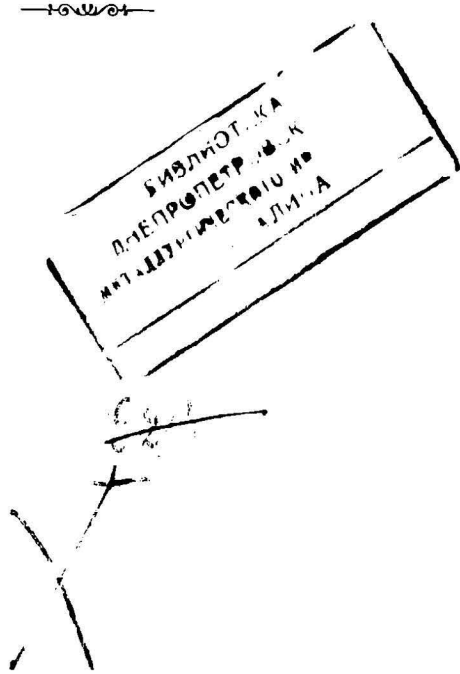
Электролитическій обратный процессъ разряда можно представить себѣ слѣдующимъ образомъ. На анодѣ, который будетъ теперь играть роль положительнаго электрода для внѣшней цѣпи, будетъ выдѣляться водородъ, а на катодѣ остатокъ сѣрной кислоты SO_4 . Перекись свинца на анодѣ возстанавливается водородомъ въ окись, а послѣдняя соединяется съ сѣрной кислотой въ сѣрнокислый свинецъ:



Губчатый свинец на катодѣ соединяется съ остаткомъ сѣрной кислоты въ сѣрноокислый свинецъ:



Практически, зарядѣніе и разрядѣ аккумулятора можетъ послѣдовательно повторяться очень большое число разъ.



НЕ
УДУНТ
(ИПЪТ)

УДМУРТСКОЕ
РАСПОСЛАНИЕ
Адрес: 540000, Ижевск, ул. Мухоморова, 10
Тел: (8182) 22-11-11

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

теор.
лекция

$$f = \frac{C \cdot c}{2 \cdot \varepsilon}$$

ИЗДАТЕЛЬСТВО
УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО
ЦЕНТРА «УЧЕБНИК»
МОСКВА, 2008 г.

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

НБ
УДУНТ
(ИПБТ)

Сканувала Сітковська Л.М.

Ціна ~~1~~ руб. ~~50~~ коп
УДНТ
(ІПБТ)