

проф. А. А. ДОБИАШ

курс Физики

часть II

711



ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО

83 53
83-53 55

Проф. А. А. ДОБИШ

Депозитарий

2

КУРС ФИЗИКИ

часть II

С ПРЕДИСЛОВИЕМ
ПРОФ. К. К. БАУМГАРТА
И БИОГРАФИЕЙ АВТОРА

11409402

Погашено

11409402
Погашено

10782

1115



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД - МОСКВА - 1933

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

СОДЕРЖАНИЕ.

Часть I. Электрический ток.		Стр.
1. Электрический ток		9
2. Закон Ома		10
3. Основные эталоны электрического тока		11
4. Приложения закона Ома к системе последовательно включенных сопротивлений		12
5. Об электродвижущей силе		15
6. Приложение закона Ома к разветвленной цепи		18
7. Законы Кирхгофа		21
8. Энергия электрического тока		23
9. Приложение нагревательных действий тока		24
10. Вопросы и задачи для самопроверки		25
Часть II. Магнитные действия тока.		
11. Магнитное действие тока. Магнитные единицы		25
12. Магнитное поле тока		28
13. Работа, совершаемая при движении единичного магнитного полюса вокруг тока		30
14. Магнитное поле кольцевого тока		30
15. Магнитный листок. Магнитный момент		32
16. Магнитное поле соленоида		33
17. Воздействие внешнего магнитного поля на ток		35
18. Влияние среды на электродинамические силы		38
19. Работа при перемещении провода поперек поля		39
20. Явление индукции		42
21. Роль железа в электромагнитных явлениях		48
22. Электромагнит		52
23. Электроизмерительные приборы		55
24. Некоторые другие электрические измерения		60
25. Вопросы и задачи для самопроверки		65
Часть III. Технические приложения электродинамических и индукционных явлений.		
26. Устройство электродвигателя		66
27. Динамомашинка		69
28. Взаимоотношение мотора и динамомашинки		71
29. Самоиндукция и взаимная индукция		72
30. Искровой индуктор		74
31. Вопросы и задачи для самопроверки		75
Часть IV. Учение об электроны и об ионе.		
32. Природа электрического тока. Катодный лучок		76
33. Природа электронной массы		80
34. Электролиз		80
35. Два закона Фарадея		82
36. Проводимость электролитов		83
37. Гальванические элементы		85
38. Прохождение тока через газы		88
39. Термоэлектричество		89
40. Вопросы и задачи для самопроверки		91

Тема V. Переменный ток.

Стр.

§ 41. Характеристика переменного тока	97
§ 42. Действующая сила переменного тока	98
§ 43. Переменный ток в цепи, заключающей самоиндукцию	97
§ 44. Переменный ток в цепи, заключающей емкость	102
§ 45. Общий случай. Цепь, состоящая из сопротивления, емкости и самоиндукции, включенных последовательно	108
§ 46. Резонанс тока	108
§ 47. Электрические колебания	109
§ 48. Трансформатор	111
§ 49. О множителе $\cos \varphi$	111
§ 50. Распространение электромагнитных колебаний	111
§ 51. Вопросы и задачи для самопроверки	121

Тема VI. Основные понятия света.

§ 52. Общая схема колебаний	120
§ 52а. Свет. Основные понятия	121
§ 53. Природа преломления	121
§ 54. Призма	121
§ 55. Белый свет	121
§ 56. Линейчатый спектр	121
§ 57. Вопросы и задачи для самопроверки	132

Тема VII. Интерференция.

§ 58. Интерференция	137
§ 59. Интерферометр	137
§ 60. Интерферометр как измерительный прибор	137
§ 61. Цвета тонких пластинок	137
§ 62. Рентгеновы лучи	137
§ 63. Интерференция рентгеновых лучей	141
§ 64. Вопросы и задачи для самопроверки	141

Тема VIII. Геометрическая оптика.

§ 65. Линзы	147
§ 66. Построение изображений в выпуклой линзе	147
§ 67. Вогнутая линза	150
§ 68. Сферические зеркала	152
§ 69. Система из тонких линз, сложенных вплотную	154
§ 70. Система, состоящая из произвольного числа произвольно толстых линз	153
§ 71. Недостатки изображений	156
§ 72. Вопросы и задачи для самопроверки	158

Тема IX. Оптические приборы.

§ 73. Глаз	158
§ 74. Микроскоп	161
§ 75. Разрешающая сила микроскопа	164
§ 76. Ультрамикроскоп	166

ПРЕДИСЛОВИЕ.

„Курс физики“ А. А. Добиаша в своей последней части является помертвым изданием: законченный и сданный в печать самим автором, он выходит без его участия. Болезнь, развившаяся совершенно внезапно, унесла А. А. из жизни безвременно, с быстротою, почти молниеносной.

Курс, который А. А. успел закончить, остался без предисловия автора. Такое предисловие он собирался написать, чтобы отметить и мотивировать в нем все особенности, отличающие его курс от ряда других. Цель настоящего предисловия — в краткой форме восполнить этот пробел.

Курс А. А. написан для ВТУЗ'а, в частности для Машиностроительного института в Ленинграде. Он задуман как учебник, а не как справочник. Он ставит задачей давать сведения по физике, именно в рамках места и времени, соответствующих данному ВТУЗ'у. Вместе с тем он не опирается ни на какие другие руководства. Все сведения, необходимые студенту, должны получить место в самом курсе.

По изложению материала автор ставил задачу — дать все сведения в активной и научной форме. В тех случаях, когда — ввиду слабой подготовленности студентов младших курсов ВТУЗ'а — приходится отступать от строгой формы, автор и здесь дает научно-ценный материал и притом с таким искусством и тактом, что слушатель может овладеть существом предмета.

В вопросе выбора материала А. А. стоял на радикальной точке зрения. Он считал, что здесь следует идти навстречу действительным запросам техники, в частности той специальности, для которой назначен курс, отступая от обычного изложения физики, развивавшегося исторически и заключающего в себе много пережитков. В особенности А. А. восставал против изложения всех отделов физики „понемногу“. Этим объясняется распределение материала в курсе А. А. Мы имеем довольно обширное и обстоятельное изложение вопросов молекулярной физики и электричества и, наряду с этим, чрезвычайно сжатое эпизодическое изложение вопросов оптики, в своеобразной последовательности, причем и в отделе оптики есть проблемы, изложенные достаточно подробно.

Читатель, который под таким углом зрения просмотрит хотя бы отдел „Электричества и магнетизма“ в курсе А. А., убедится, с каким мастерством и с какой тонкой мыслью написан этот курс.

Книга А. А. принесет несомненно большую пользу слушателям ВТУЗ'ов. Она чрезвычайно заинтересует профессоров и преподавателей высшей школы своеобразием точки зрения и мастерством трактовки.

Если бы А. А. успел сам написать предисловие к своему курсу, он конечно нашел бы теплые слова благодарности Л. И. Крамп, деятельной сотруднице в обработке и редакции настоящего курса, так как она была неизменной помощницей многих его работ в последние годы его жизни.

Проф. К. К. Баумгарт.



М. В. Фрунзе

АЛЕКСАНДР АНТОНОВИЧ ДОБИАШ (1875 — 1932).

Биографический очерк.

Александр Антонович Добиаш родился в городе Нежине на Украине и там же получил среднее образование. Семнадцати лет он поступил студентом в Петербургский университет на физико-математический факультет, который и окончил в 1897 году. Здесь его учителями по физике были профессора И. И. Боргман и О. Д. Хвольсон, которые уже тогда обратили внимание на А. А. По окончании Петербургского университета А. А. поехал за границу и провел около года в Геттингене, в одном из лучших университетов Германии, работая под руководством проф. Нернста и слушая лекции знаменитых математиков и теоретиков (Фохт, Клейн и др.).

Окончание А. А. университета совпало с началом организации в Петербурге ряда новых прогрессивных школ: первого в России Физического института при Петербургском университете, и с организацией Электротехнического института. Работе во всех этих начинаниях и посвятил А. А. свой незаурядный талант ученого и педагога. В этот период центром его работы был университет. Вдохновляя и направляя работы своих учеников, налаживая коллективный труд молодых физиков (дело это только начиналось и требовало огромного усилия), будучи одушевляющей силой научных съездов и их деятельным организатором, сам он мало тогда писал и печатал, частично наверстав это только впоследствии.

С этим первым периодом научной деятельности, до 1912 года, связан целый ряд напечатанных исследований учеников А. А., сделанных на темы, которые были предложены им и проведены под его непосредственным руководством. Сюда относятся, например, работы С. О. Майзеля над поющей вольтовой дугой, работа Коловрат-Червинского над определением поверхностного натяжения по методу капиллярных волн, работа А. В. Рубана над униполярной проводимостью электролитического выпрямителя на тему, которая затем была развита А. А. в ряде собственных исследований, и многие другие работы.

В 1897 г. он испытал удар старого режима: кратковременное тюремное заключение в связи с Ветровской демонстрацией. В 1900 году вместе с рядом товарищей счел себя вынужденным оставить Электротехнический институт, протестуя против несправедливого увольнения студентов.

В 1904 году А. А. становится в первых рядах профессионального союзного движения. Учительские и профессорские съезды, легальные и нелегальные, хорошо помнят фигуру деятельного их организатора А. А.

В 1913 г. А. А. призван к организации преподавания физики в Сельскохозяйственном институте Воронежа. Работа его в молодой лаборатории, где многие приборы сделаны его руками, и где ряд учеников прошел через влияние его научной школы, жива в памяти Института. В течение нескольких лет, в роли ректора, он близко участвовал в общем его росте, внося в него

свое глубокое понимание задач науки и требований общественности. Одновременно он занимал кафедру физики в переселившемся в Воронеж на годы войны Юрьевском университете, а в 1916 г. привлечен был к организации Пермского Отдела Петербургского университета.

В Воронеже, в оборудованной им самой лабораторией, А. А. с жаром принялся за научную работу. Здесь он использовал тот огромный опыт, который приобрел за годы руководства научной работой своих учеников. В Воронеже он произвел и напечатал большое экспериментальное исследование к теории „электролитического клапана“. В этой работе он выдвигает и экспериментально обосновывает свою „электроосмотическую теорию клапанного действия“. Исследование это, послужившее магистерской диссертацией А. А., получило высокую оценку со стороны специалистов. Из него вышло несколько дальнейших работ А. А., напечатанных у нас и за границей, в Германии.

В 1923 году А. А. вернулся в Ленинград и занял кафедру физики в Военно-Медицинской академии. Она стала новым очагом его оригинального научного и организационного творчества. Профессор, строитель лаборатории и занятий в ней, председатель Комиссии по реформе преподавания, руководитель кружков преподавателей и профессоров, по проблемам связи физики с другими научными дисциплинами Академии, он работал одновременно на нескольких фронтах.

В 1924 г. ему было поручено организовать пирометрический сектор в Государственном оптическом Институте. Он сумел положить начало совершенно новому делу, создать и соответственно оборудовать лабораторию так, что в ней стала возможна научная работа, найти и обучить сотрудников, наладить и осуществить работу огромной важности, как для теории (проблема черного тела) так и для практики, где пирометрия приобретает все возрастающее значение.

И в этой лаборатории А. А. произвел и напечатал два целых исследования: „Об излучении никеля“ и „Об эмиссии стекла“, не считая целого ряда начатых и руководимых им работ его учеников и сотрудников.

Одновременно А. А. читал лекции в Технологическом институте и впоследствии в отделившемся от него Машиностроительном институте. В этот период А. А. наконец решается воплотить в печатную форму свой богатый профессорский опыт. Появляется в печати его „Курс физики для медвузов“ и „Курс физики для ВТУЗ'ов, часть 1-я“ (ныне часть 2-я). Ранее выпущенные в литографированном виде лекции по теории Максвелла, читанные в офицерской электротехнической школе в 1913 г. и лекции по физике, читанные в Воронеже, стали, к сожалению, библиографической редкостью.

Все эти книги отразили относительно бледно его живое преподавание. А. А. (его ученики хорошо знают это) был профессором исключительным. Его преподавание было максимально доступным и неотразимо увлекательным. Его лекции влекли к себе красотой изложения, глубиной научного содержания и философскими обобщениями.

ТЕМА I.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК.

В настоящем отделе излагаются основные законы постоянного тока: закон Ома и его обобщение — закон Кирхгофа.

Отдел этот требует очень внимательной проработки. Поэтому мы советуем перерешать тщательно все задачи, предлагаемые в тексте.

Обращаем внимание на § 5, где изложена теория электродвижущих сил. Она изложена на примере тока, возникающего в проводе, пересекающем магнитное поле.

Теория этого явления (индукция) будет изложена ниже (§ 20).

Для прохождения этого параграфа необходимо, кроме того, еще раз вспомнить сказанное в первой части (тема I, задание о потенциале и градиенте потенциала).

§ 1. Электрический ток.

Мы указали в § 27 первой части курса, что на проводнике, несущем электрический заряд, потенциал стремится повсюду принять одинаковое значение.

При наличии разности потенциалов двух точек проводника — на его поверхности и в нем самом — устанавливается градиент потенциала, приводящий в движение свободные заряды (электрический ток).

Как мы выяснили, удобоподвижной частью электрического заряда в проводниках является электричество отрицательное в форме электронов. Но тогда же (в § 30) мы указали на то, что исторически установившаяся терминология стоит в противоречии с нашими современными взглядами на природу тока.

Мы выяснили, что уравнение потенциала между двумя телами, из которых одно (левое на рис. 35) не заряжено, другое несет положительный заряд, — возможно, принципиально говоря, тремя путями: 1) или положительный заряд перетекает справа налево, 2) или отрицательный — слева направо, 3) или имеет место встречный поток обоих электричеств.

В прошлом веке, когда еще не выяснена была подлинная природа электрона, все перечисленные три процесса считались равновозможными, и, в целях упрощения, условно принят был, как основной, процесс перетекания положительного заряда.

В случае, если оба заряженные тела несут положительный заряд, то процесс естественно описывался, как перенос положительного заряда от точек с высшим потенциалом к точкам, где потенциал ниже.

В случае, если оба соединяемые тела несут отрицательный заряд, уравнение потенциалов возможно путем притекания положительного заряда к сильнее заряженному отрицательно телу. Но так как потенциал сильнее заряженного отрицательно тела считается более низким, чем потенциал

менее заряженного, то и в данном случае мы можем формулировать процесс как течение положительного заряда от мест с более высоким потенциалом к потенциалу более низкому. Аналогичный вывод получаем мы для случая уравнивания потенциала двух тел, из которых одно заряжено положительно, а другое — отрицательно.

Итак мы имеем в означенных предпосылках следующее вполне общее положение.

Во всех случаях уравнивание потенциала может быть осуществлено протеканием положительного заряда от потенциала более высокого к потенциалу более низкому.

Теперь, когда нам известно, что в проводнике перемещается отрицательное электричество (в форме электронов), нам следовало бы изменить вышеприведенную формулу на обратную, сказав, что отрицательное электричество в проводнике течет от низшего потенциала к высшему. Но такое изменение в понимании термина „направление тока“ повлекло бы за собою соответственное изменение всех формулировок в основных правилах тока, индукции и т. д.

Так как сделать это, помимо международного соглашения, мы не вправе, то мы вынуждены оговориться, что в этом отделе будет нами называться направлением тока направление, противоположное направлению электронной струи. Законы, которые мы установим для движущихся положительных зарядов, легко видоизменить в применении к электронной струе, переименовав направление соответственных перемещений и сдвигов на противоположное.

С указанной оговоркой переходим к анализу законов электрического тока.

§ 2. Закон Ома.

Представим линейный проводник, длиной L , на концах которого имеется разность потенциалов V . Тем самым в проводнике создан градиент потенциала $E = \frac{V}{L}$ *). Под влиянием этого градиента свободные (положительные) заряды придут в движение. Струя электричества, очевидно, тем обильнее, чем больше напряжение $E = \frac{V}{L}$ и чем больше сечение S струи. Кроме того сила струи зависит от индивидуальных особенностей проводника, что мы выразим при помощи некоторого множителя пропорциональности, который мы обозначим через $\frac{1}{K}$.

Объединяя сказанное и называя силу электрической струи силой тока J , получаем

$$J = \frac{1}{K} \frac{V}{L} \cdot S. \quad (1')$$

Перепишем это выражение в таком виде:

$$J = \frac{V}{K \frac{L}{S}}.$$

Обозначим величину $K \frac{L}{S}$ одной буквой R и назовем эту величину

*) Разности потенциалов в § 27 первой части курса обозначены $(P_2 - P_1)$.

сопротивлением; получаем известный закон Ома:

$$J = \frac{V}{R}, \quad (1)$$

в котором: сила тока J прямо пропорциональна разности потенциалов V на концах проводника и обратно пропорциональна сопротивлению проводника R .

Сопротивление R в свою очередь пропорционально длине проводника L и обратно пропорционально площади сечения S .

Для разности потенциалов в практической системе единиц мы имеем единицу измерения — вольт.

Как известно, практической единицей для измерения силы тока является ампер. Это есть такая сила тока, при которой в 1 сек. через поперечное сечение проводника проходит один кулон.

Остается выбрать единицу для измерения сопротивления.

Желая избежать в формуле коэффициента пропорциональности, необходимо сопротивление R измерять в таких единицах, чтобы в проводнике, имеющем единицу сопротивления ($R=1$) при разности потенциалов в 1 вольт ($V=1$), осуществлялся ток силой один ампер ($J=1$).

Единица сопротивления именуется ом и обозначается через ω или Ω .

§ 3. Основные эталоны электрического тока.

Хотя о явлениях, лежащих в основе построения эталонов, подробнее будем говорить позже, но мы предполагаем, что элементарные сведения о них у студентов имеются.

Явлением, на которое опирается определение ампера, служит электролиз. Ток, протекая через химически сложную жидкость, разлагает ее на части, идущие под влиянием тока в противоположных направлениях. Одни — вдоль по току (катионы); другие — навстречу ему (анионы).

Дойдя до электродов, т. е. до тех двух пластин, по которым ток вступает в жидкость и выходит из нее, катионы и анионы выделяются на электродах и (если не подвергаются действию окружающей жидкости), оседают на них. Например, протекая сквозь раствор ляписа (AgNO_3), ток выносит на пластину, по которой он уходит из жидкости (катод), металлическое серебро.

Один грамм-атом серебра, т. е. 107,884 г, требует для своего выделения 96 494 кулона.

Отсюда следует, что 1 ампер, т. е. 1 кулон, в 1 сек. выделит $\frac{107,884}{96494}$ г серебра, т. е. 1,118 мг серебра.

Этот факт используется для эталонизации ампера. Ампер есть сила тока, выделяющего в 1 сек. 1,118 мг серебра.

Для эталонизации вольта служит так называемый нормальный элемент (рис. 1 и 2).

Стекланный сосуд, имеющий форму буквы H , наполняется в нижних своих частях справа чистой ртутью, слева — амальгамой из ртути с кадмием. Правое колено заполняется пастой из серноокислой ртути, смешанной с серноокислым кадмием. Левое колено и перемычка заполняются насыщенным раствором серноокислого кадмия. В нижние концы трубок впаиваются платиновые проволоочки, являющиеся электродами. На рис. 2 изображен подобный нормальный элемент в собранном виде.

Правильно составленный, такой „элемент“ дает необычайно точную разность потенциалов, равную 1,01830 вольт при 20°.

Однако, эти свои качества нормальный элемент сохраняет лишь при условии, что сила отбираемого от него тока не превышает 10^{-5} ампера. Сколько-нибудь значительный ток существенно уменьшает показываемую им разность потенциалов и надолго портит нормальный элемент.

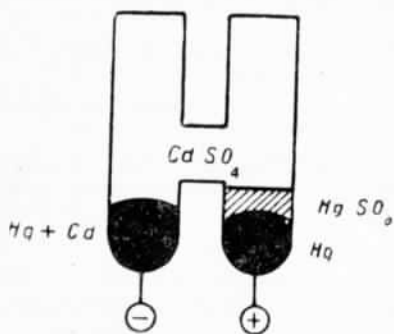


Рис. 1.

Этапоном сопротивления является сопротивление ртутного столба, имеющего длину 106,3 см и сечение 1 мм² при 0° С. Сопротивление такого столба принято за 1 ом.

Несмотря на тщательность, с которой разработаны названные три единицы, трудность построения вполне точных эталонов очень велика. Поэтому нет полной уверенности, что при включении ома в цепь, построенного по вышеприведенным правилам, имеющую разность потенциалов в 1 вольт, — определенный сравнением с нор-

мальным элементом — мы получим в точности 1 ампер, согласно вышеприведенным определениям.

Поэтому в настоящее время узаконены не все три, а только две единицы: 1) эталон сопротивлений под именем ома и 2) эталон силы тока под именем ампера. Вольт определяется, как такая разность потенциалов, которая требуется для того, чтобы в проводе, имеющем сопротивление, равное нормальному ому, создать ток силою в нормальный ампер.

Таким образом определение нормального вольта поставлено в зависимость от последующих измерений разности потенциалов, необходимой для описанной цели.

Над окончательным установлением системы эталонов, освобожденной от внутренних противоречий, работает специальная Международная комиссия.

§ 4. Приложения закона Ома к системе последовательно включенных сопротивлений.

Закон Ома может быть переписан в таком виде:

$$V = IR. \quad (2)$$

Его можно прочесть так: падение потенциала вдоль цепи, имеющей сопротивление R , равно IR , если I есть сила тока в цепи. Закон этот может быть применен либо ко всему проводу, либо к части его. Пусть, напр., линия AB (рис. 3) представляет однородный провод с сопротивлением R . Допустим, что точка A соединена с землею и, следовательно, имеет потенциал, равный нулю. Спрашивается, чему равен потенциал в точках C



Рис. 2.

и D , отделяющих от провода $\frac{1}{4}$ и $\frac{1}{2}$ длины, если потенциал точки B есть V .

Решение. Сила тока $J = \frac{V}{R}$.

Тогда „падение потенциала“ на отрезке CA равно $J \frac{R}{4} = \frac{V}{4}$.

На отрезке DA оно равно $J \cdot \frac{R}{2} = \frac{V}{2}$.

Таким образом потенциалы в точках C и D суть $\frac{V}{4}$ и $\frac{V}{2}$.

Одним словом, потенциал вдоль провода BA равномерно падает от значения V в точке B до значения 0 в точке A , причем уменьшение, испы-

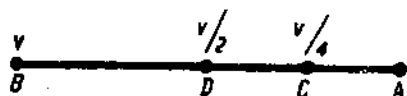


Рис. 3.

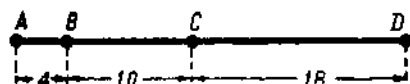


Рис. 4.

танное им на некотором отрезке, измеряется произведением из силы тока J на сопротивление данного отрезка R .

Задача. Соединены последовательно 3 сопротивления: $R_1 = 4\omega$, $R_2 = 10\omega$ и $R_3 = 18\omega$. Общая разность потенциалов на концах всей цепи равна 16 вольт, причем более высокий потенциал сообщен точке A (рис. 4). Чему равны разности потенциалов на отрезках AB , BC и CD ?

Решение. Сила тока $J = \frac{16}{32} = 0,5$ ампера.

В таком случае разности потенциалов на концах названных трех отрезков AB , BC и CD соответственно равны:

$$0,5 \cdot 4 = 2 \text{ вольт; } 0,5 \cdot 10 = 5 \text{ вольт и } 0,5 \cdot 18 = 9 \text{ вольт.}$$

Если мы пожелаем узнать не разности потенциалов, а самые потенциалы, то необходимо потенциалу одной из точек придать определенное значение, напр., присоединить ее к земле (потенциал равен нулю).

Пусть, например, к земле присоединена точка B (рис. 4). Тогда в точке A потенциал равен $+2$ вольт. В точке C имеем (-5) вольт и наконец для D получаем $(-5) + (-9) = (-14)$ вольт.

Таблица 1

Удельные сопротивления металлов

Название металла	Удельн. сопротивление	Название металла	Удельн. сопротивление
Алюминий	$2,56 \cdot 10^{-6}$	Манганин	$42 \cdot 10^{-6}$
Серебро	$1,47 \cdot 10^{-6}$	Константан	$49 \cdot 10^{-6}$
Медь	$1,57 \cdot 10^{-6}$	Нихром	$110 \cdot 10^{-6}$
Железо	$10,00 \cdot 10^{-6}$	Золото	$2,22 \cdot 10^{-6}$
Платина	$11,00 \cdot 10^{-6}$		

Для ряда дальнейших практических задач полезно запомнить сопротивление различных металлических материалов. Для характеристики этого сопротивления применяются два приема: или сообщается сопротивление кубика, имеющего ребро в 1 см — это есть так называемое удельное сопротивление (табл. 1), или сообщается сопротивление проволоки, имеющей сечение 1 мм² и длину, равную одному метру (табл. 2).

Очевидно, что значение удельного сопротивления представляет собой величину K в формуле (1').

В самом деле, сопротивление R по этой формуле равно $R = \frac{KL}{S}$.

Полагая $L = 1$ см, $S = 1$ см², имеем $K = R$.

Таким образом K есть сопротивление проводника, имеющего длину 1 см и сечение 1 см², а это и есть то, что мы называем удельным сопротивлением.

Заметим, что обратная величина $\lambda = \frac{1}{K}$ именуется проводимостью вещества.

Если нужно вычислить сопротивление какой-нибудь проволоки, пользуясь данной таблицей, то надо, очевидно, числа, стоящие в таблице, помножить на длину проволоки в сантиметрах и разделить на площадь сечения, выраженную в квадратных сантиметрах.

Вычислим, например, сопротивления проводов из тех же материалов, которые помечены в таблице 1, но имеющих длину 1 м = 100 см и площадь сечения в 1 мм² = 0,01 см². Получим таблицу 2, где все приведенные в таблице 1 числа умножены на $\frac{100}{0,01} = 10^4$.

Таблица 2

Название металла	Сопротивление	Название металла	Сопротивление
Алюминий . . .	0,0256	Манганин . . .	0,42
Серебро	0,0147	Константан . . .	0,49
Медь	0,0157	Нихром	1,1
Железо	0,10	Золото	0,0222
Платина	0,11		

Пользуясь этими таблицами, решим ряд задач.

Задача 1. Машина, дающая 100 ампер, развивает на своих зажимах 220 вольт разности потенциалов. Место потребления этой энергии удалено от динамо на 200 м. Каково должно быть сечение медных проводов для того, чтобы падение потенциала в соединительных проводах составляло 5% от начальной разности потенциалов?

Решение. 5% от 220 вольт = 11 вольт.

Следовательно потеря в обоих проводах (по 200 м каждый) при 100 амперах равна 11 вольт.

Отсюда, пользуясь формулой $V = IR$, получаем для сопротивления соединительных проводов значение: $11 = 100 \cdot R$ или $R = 0,11$ ома.

Медная проволока при длине в 400 м и сечении в 1 мм² имела бы сопротивление $0,0157 \cdot 400 = 6,28$ ома.

Так как требуемое сопротивление равно 0,11 ома, то сечение должно равняться $\frac{6,28}{0,11} = 57 \text{ мм}^2$.

Задача 2. В условиях задачи 1 соединительные провода сделаны из алюминия и имеют сечение 50 мм², определить падение потенциала в линии. Попрежнему сила тока $J = 100 \text{ А}$ и общая длина линии = 400 м.

Решение. Сопротивление линии равно:

$$\frac{400 \cdot 0,0256}{50} = 0,205 \text{ ома.}$$

Падение потенциала в линии равно

$$0,205 \cdot 100 = 20,5 \text{ вольт.}$$

Задача 3. Имеются 2 последовательно включенных сопротивления. Одно — неизменное, $R_1 = 20 \text{ ом}$, другое R_2 — переменное. К конечным точкам всей цепи приложена разность потенциалов 6 вольт. Каким следует сделать сопротивление R_2 для того, чтобы разность потенциалов на концах сопротивления R_1 сделалась равной 1,2 вольта.

Решение. Разности потенциалов на концах отрезков проводов относятся как сопротивления соответственных отрезков. Если разность потенциалов на концах сопротивления R_1 есть 1,2 вольта, то на концах сопротивления R_2 имеем $6 - 1,2 = 4,8$ вольта. Отсюда получаем пропорцию $\frac{20}{R_2} = \frac{1,2}{4,8}$, так что $R_2 = 80 \text{ ом}$.

Задача 4. Имеется проволока с сопротивлением $R = 100 \text{ ом}$. К концам ее приложена разность потенциалов 6 вольт. Выделить отрезок проволоки, на концах которого была бы разность потенциалов 1,2 вольта, и определить его сопротивление R_1 .

Решение. $\frac{R_1}{100} = \frac{1,2}{6}$, откуда искомое сопротивление R_1 равно 20 ом.

§ 5. Об электродвижущей силе.

Случаи, рассмотренные нами выше, представляют только часть задачи о течении тока по цепям. В действительности ток никогда не возникает в отрезке провода. Для того чтобы поддержать разность потенциалов в двух конечных точках провода на конечной высоте необходимо присоединить к ним какой-либо источник разности потенциалов, так называемый генератор. Ток, возникающий в генераторе, дополняет ток в линии до замкнутой цепи. Типичными источниками разности потенциалов являются гальванические элементы и динамомашина. Хотя теория как тех, так и других будет нами изложена далее (§§ 20 и 37), но мы считаем основные явления известными и изложим теорию электродвижущих сил, опираясь на пример динамомашины в ее простейшем виде.

Представим себе некоторый прямой магнит (на рис. 5 изображен только один его северный полюс). Если над этим полюсом поместить провод AB и начать перемещать его поперек магнитных линий, например налево, то, как показывает опыт, в нем возникает электрическая сила f , стремящаяся сдвинуть положительные свободные заряды в направлении стрелки, поставленной на проводе. Явление это носит наименование электромагнитной индукции и будет излагаться в § 20.

Эта электрическая сила тем больше, чем сильнее магнит и чем быстрее передвигается провод.

Сдвигая заряды к одному из концов провода, мы создаем на концах его разность потенциалов V , вследствие чего в проводе, имеющем длину L , появляется градиент $\frac{V}{L}$, противодействующий упомянутой электрической силе f . При данной скорости передвижения устанавливается равенство между градиентом потенциала и электрической силой f . Дальнейшее движение электричества при этом прекратится и наступит равновесие. Мы получаем любопытный случай, когда в проводе, несмотря на отсутствие в нем тока, имеется разность потенциалов в двух конечных его точках.

Так как мы обозначим градиент, уравнивающий электрическую силу f через $\frac{V}{L}$, то имеем

$$f = \frac{V}{L}.$$

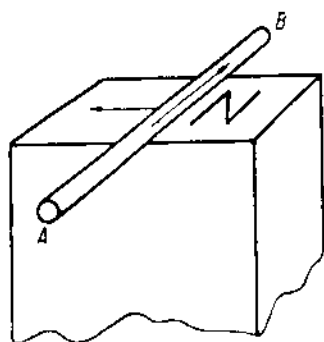


Рис. 5.

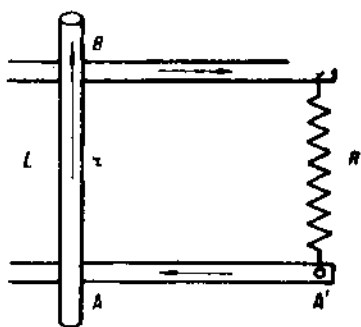


Рис. 6.

Помножив обе части равенства на L , получаем

$$Lf = V.$$

Таким образом разность потенциалов, устанавливающаяся на концах разомкнутой цепи, является мерой для произведения из электрической силы f на длину провода L .

Для обозначения этого произведения установилось наименование „электродвижущая сила“ — наименование в принципе неудачное, так как электродвижущая сила есть не сила, а произведение из электрической силы f на путь L , т. е. это есть работа, совершаемая при переносе единицы количества электричества из одного конца провода к другому.

Будем далее электродвижущую силу обозначать сокращенно ЭДС.

Используем теперь электродвижущую силу для создания тока в замкнутой цепи.

Присоединим концы A и B нашего провода L к некоторому „внешнему“ проводу, имеющему сопротивление R (рис. 6). При этом в цепи возникнет вихрь тока в направлении стрелок. Присоединим точку A к земле. Благодаря этому все потенциалы получают определенное значение. Пока не было внешнего провода R , потенциал точки B имел значение, равное V .

Когда начинается течение тока, то мы имеем следующую картину: во внешнем проводе R ток течет, как обычно, от высокого потенциала V

к низкому потенциалу 0, но в проводе L ток представляется текущим от низкого потенциала 0 к высокому V .

Возникает вопрос, почему в проводе L , в котором при отсутствии внешнего сопротивления R не было тока, теперь появляется ток.

Ответ ясен. Ранее электродвижущая сила fL уравнивалась потенциалом V . Но когда начинается отток электричества от точки B , то ее потенциал уменьшается от начального значения V до некоторого нового V_1 .

Это уменьшение потенциала, равное $V - V_1$, обуславливает преобладание электродвижущей силы, которая и создает ток J , пропорциональный этой разности потенциалов. Очевидно имеет силу соотношение $J = \frac{V - V_1}{r}$, где r

есть сопротивление провода L . Отсюда имеем для V_1 значение $V_1 = V - Jr$.

Под влиянием этой уменьшенной разности потенциалов и происходит течение электричества во внешней цепи, согласно закону Ома, а именно

$$J = \frac{V - Jr}{R}$$

Разрешая это уравнение относительно J , получаем

$$J = \frac{V}{R + r} \quad (3)$$

Словами можно сказать так: сила тока J в замкнутой цепи равна электродвижущей силе, деленной на полное сопротивление цепи, состоящее из сопротивлений внутреннего r и внешнего R .

Напоминаем еще раз, что электродвижущая сила (ЭДС) есть та разность потенциалов, которая получается на зажимах источника тока при отсутствии тока во внешней линии, или, как говорят, при разомкнутой цепи. Так называемое напряжение на зажимах работающей машины меньше электродвижущей силы на величину Jr и равно $V - Jr$. Величина Jr и является потерей напряжения в машине.

Пример 1. Внутреннее сопротивление машины равно 0,2 ома. Машина дает 100 ампер, причем разность потенциалов на зажимах равна 110 вольтам. Спрашивается, чему равна ЭДС (электродвижущая сила машины).

Решение. $V = 110 + 100 \times 0,2 = 130$ вольт.

Пример 2. Электродвижущая сила машины равна 120 вольт. Ее внутреннее сопротивление r равно 0,3 ома. Внешнее сопротивление $R = 4$ ома. Какова сила тока в цепи и разность потенциалов на зажимах?

Решение. $J = \frac{120}{4 + 0,3} = 27,9$ ампера.

Потеря в машине равна $27,9 \times 0,3 = 8,37$ вольт.

Разность потенциалов на зажимах равна $120 - 8,37 = 111,63$ вольт.

Пример 3. ЭДС машины равна 130 вольт. При включении машины на внешнее сопротивление, равное 4 омам, получился ток силой 30 ампер.

Спрашивается, каково внутреннее сопротивление машины?

Решение. Разность потенциалов на зажимах равна $30 \cdot 4 = 120$ вольт.

Потеря в машине равна 10 вольт; $10 = 30 \cdot r$, так что $r = \frac{1}{3}$ ома.

Как видим, при большом внутреннем сопротивлении генератор не может дать значительной силы тока, и напряжение на зажимах у него „сидится“ как говорит техник.

Пример 4. Элемент имеет ЭДС, равную 1,4 вольта и внутреннее сопротивление, равное 2 омам. Элемент замкнут на провод, имеющий сопротивление 1 ом.

Найти силу тока и разность потенциалов на зажимах.

Решение.
$$J = \frac{1,4}{2+1} = 0,467 \text{ ампер.}$$

Потеря напряжения в элементе равна $0,467 \times 2 = 0,934$ вольта. Разность потенциалов на зажимах равна

$$1,4 - 0,934 = 0,466 \text{ вольта.}$$

§ 6. Приложение закона Ома к разветвленной цепи.

Рассмотрим теперь такую схему (рис. 7): линия состоит из проводника AB , имеющего сопротивление R , и двух разветвленных проводов BCE и BDE

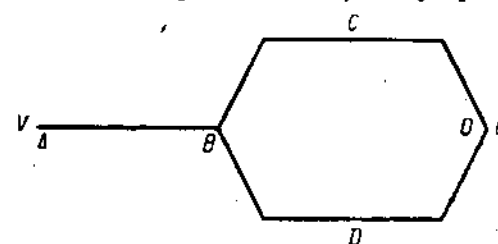


Рис. 7.

имеющих сопротивления r_1 и r_2 . К концевым точкам линии (к точкам A и E) приложена разность потенциалов V . Найти силу тока во всех частях цепи.

Для простоты положим, что точка E присоединена к земле, что придает определенность остальным потенциалам. Потенциал точки A есть V . Обозначим потенциал точки B через x .

Для нахождения x имеем такие соображения. В линии AB течет ток, сила которого определится равенством

$$J = \frac{V-x}{R}.$$

В цепи BCE сила тока i_1 определится дробью $i_1 = \frac{x}{r_1}$.

Соответственно для провода BDE имеем $i_2 = \frac{x}{r_2}$. Кроме того, ясно, что сила тока J , притекающего к точке B , должна равняться сумме токов $i_1 + i_2$, оттекающих от B , так как в противном случае потенциал точки B начал бы либо беспрерывно нарастать (если бы приток превышал отток), либо наоборот.

Имеем, следовательно, равенство

$$J = i_1 + i_2.$$

Подставляя соответственные значения для J , i_1 и i_2 , получаем уравнение:

$$\frac{V-x}{R} = \frac{x}{r_1} + \frac{x}{r_2}.$$

Решая это уравнение, мы можем получить значение потенциала x , после чего задача легко разрешается. Но мы изберем другой путь.

Второй части уравнения придадим такое толкование: спрашивается, нельзя ли два (или более) параллельно соединенных проводника заменить одним единственным, имеющим такое сопротивление r , при котором сила тока I и потенциал x остались бы неизменными. Другими словами: нашу новую задачу о разветвленной цепи мы хотим свести к старой задаче о цепи, состоящей из двух последовательно включенных проводников, имеющих сопротивления R и r , к которым приложена разность потенциалов V .

Для решения задачи перепишем правую половину равенства так:

$$\frac{x}{r_1} + \frac{x}{r_2} = x \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Ища „эквивалентное“ сопротивление r , мы требуем, чтобы включенное вместо r_1 и r_2 , оно дало бы ту же самую силу тока I в главной цепи и, следовательно, то же распределение потенциалов. Другими словами, мы требуем, чтобы выражение $\frac{x}{r}$ заменило собой $x \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$ в уравнении

$$\frac{V-x}{R} = \frac{x}{r_1} + \frac{x}{r_2}.$$

Это приводит к равенству

$$\frac{x}{r} = x \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

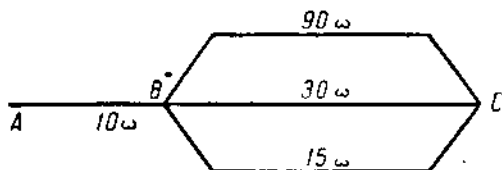


Рис. 8.

Наконец, сокращая на x , получаем правило для нахождения r :

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}. \quad (4)$$

Если r есть сопротивление провода, то $\frac{1}{r}$ можно назвать его проводимостью. Следовательно, формулу (4) мы можем прочесть так: *проводимость эквивалентного провода равна сумме проводимостей обоих параллельно соединенных проводов.*

Теперь задача наша свелась к предыдущей. Ясно, что правило это легко распространяется на любое число параллельно соединенных проводов.

Пример 1. Дан провод AB (рис. 8), имеющий сопротивление R , равное 10 омам. Этот провод разветвляется на 3 провода, имеющие сопротивления 90, 30 и 15 омов. Приложенная к концевым точкам разность потенциалов равна 38 вольтам. Найти силы токов во всех частях цепи. Потенциал точки C считаем равным нулю.

Решение. Найдем сначала силу тока I в проводе AB .

Для этого отыщем эквивалентное сопротивление r , заменяющее группу трех параллельных сопротивлений в 15, 30 и 90 омов.

Имеем:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{15} + \frac{1}{30} + \frac{1}{90} = \frac{10}{90},$$

откуда $r = 9$ омам.

Итак мы имеем как бы линию, состоящую из двух последовательно

соединенных сопротивлений: в 9 и 10 омов, а всего 19 омов с приложенной разностью потенциалов 38 вольт. Отсюда $J = \frac{38}{19} = 2$ ампера.

Падение потенциала в линии AB равно следовательно $2 \times 10 = 20$ вольт, так что потенциал точки B равен $38 - 20 = 18$ вольт. При этом силы токов в ветвях соответственно равны.

$$i_1 = \frac{18}{15} = 1,2 \text{ A}; i_2 = \frac{18}{30} = 0,6 \text{ A}; i_3 = \frac{18}{90} = 0,2 \text{ A},$$

что дает в сумме $1,2 + 0,6 + 0,2 = 2 \text{ A}$, как то и требовалось.

Пример 2. Иногда требуется ответить от тока некоторую определенную долю, что особенно часто встречается, когда мы хотим чувствительный измеритель, рассчитанный на слабый ток, применить к измерению сильных токов. Например, измерительный прибор пропускает максимум $4,5 \times 10^{-3}$ ампер. Как устроить, чтобы им измерить ток силой 15 ампер. Пусть сопротивление прибора равно 10 омам.

Приключим зажимы нашего прибора — „миллиамперметра“ (МА на

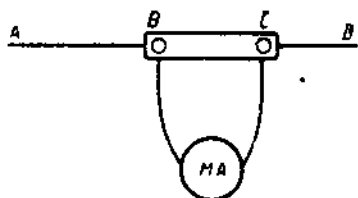


Рис. 9.

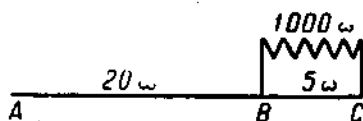


Рис. 10.

рис. 9) — к двум крайним точкам пластины BC , выбранной так, что в то время, как в основной линии AB течет ток силой в 15 ампер, в инструмент шел бы ток силой в $4,5 \times 10^{-3}$ ампера.

Эта пластина, отводящая на себя главную часть тока, именуется „шунт“.

При этом в шунт должны втекать остальные $15 - 0,0045 = 14,9955$ ампер. Для того чтобы имело место требуемое соотношение, нужно, чтобы сопротивления шунта и прибора относились обратно силам тока. Обозначим сопротивление шунта через x . Сопротивление прибора равняется 10 омам. Имеем пропорцию:

$$\frac{x}{10} = \frac{4,5}{14,9955}, \text{ откуда } x = 0,0030009.$$

Пример 3. В целях очень плавного изменения сопротивления цепи мы часто поступаем так: соединяем последовательно 2 сопротивления, напр. $R_1 = 20 \omega$ и $R_2 = 5 \omega$ (рис. 10).

В шунт к точкам B и C присоединяем большое сопротивление R_3 , равное, напр., 1000ω . Спрашивается, насколько изменится все сопротивление цепи, если мы уменьшим сопротивление R_3 на 100 омов, т. е. сделаем его равным 900 омам.

Решение. Вначале общее сопротивление R определялось таким расчетом. Эквивалентное сопротивление пары параллельных проводников r' исчисляется из соотношения:

$$\frac{1}{r'} = \frac{1}{5} + \frac{1}{1000}; r' = 4,975 \omega.$$

Общее сопротивление равно $24,975\omega$.
Во втором случае имеем

$$\frac{1}{r'} = \frac{1}{5} + \frac{1}{900}; r' = 4,972\omega,$$

так что общее сопротивление равно $24,972\omega$, т. е. очень мало отличается от предыдущего, чем и удовлетворяет требованию плавного изменения сопротивления.

§ 7. Законы Кирхгофа.

До сих пор мы рассматривали случаи, когда разность потенциалов прилагалась к концевым точкам некоторого сопротивления. Теперь обобщим задачу, полагая, что кроме основной ЭДС имеется еще вторая, меньшая ЭДС, находящаяся где-то в контуре. Пусть, напр., имеется батарея, обладающая электродвижущей силой (ЭДС), равной $E_1 = 110\text{ V}$ (рис. 11). Пусть сопротивления R_1 и R_2 равны соответственно 5ω и 10ω . Включим в цепь вторую батарею E_2 , обладающую ЭДС в 60 V , действующей навстречу току, идущему от главной батареи.

Внутренние сопротивления батарей r_1 и r_2 пусть равны: $r_1 = 0,5\omega$ и $r_2 = 0,2\omega$. Ищется сила тока в цепи и потенциалы в точках A, B, C при потенциале D , равном 0.

Сила тока определится равенством:

$$J = \frac{110 - 60}{10 + 5 + 0,5 + 0,2} = \frac{50}{15,7} = 3,184\text{ A}.$$

Это дает потерю в первой батарее, равную $3,184 \times 0,5 = 1,592$ вольт, так что потенциал в точке $A = 110 - 1,592 = 108,408$ вольт.

Далее следует падение потенциала вдоль сопротивления, равного 5ω , равное $3,184 \times 5 = 15,92$ вольт, в точке B мы имеем:

$$108,408 - 15,92 = 92,49\text{ вольт}.$$

Далее имеем понижение, обусловленное ЭДС батарей $E_2 = 60\text{ V}$ и падением в ней, равным $3,184 \times 0,2 = 0,64$, а всего $60,64$ вольт, следовательно потенциал в точке C равен $92,49 - 60,64 = 31,85$ вольт.

Разность потенциалов между C и D , равная $31,85$ вольт, идет на преодоление сопротивления в 10ω , составляющих линию R_2 , что отвечает равенству $3,184 = \frac{31,85}{10}$.

Этот разбор приводит нас к формулировке вполне общих теорем Кирхгофа, гласящих следующее. Представим некоторую, сложно составленную цепь, заключающую различные источники ЭДС и группу произвольно перекрещенных проводов (рис. 12). Возьмем некоторую узловую точку, например A . Так как недопустимо непрерывное накопление в ней электричества, то общая сумма притекающих к ней токов должна равняться нулю. При

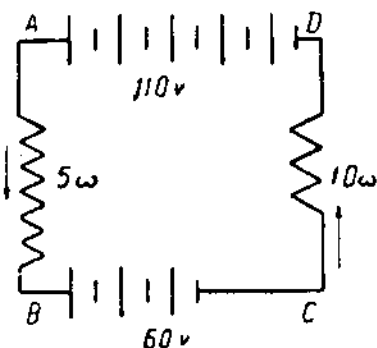


Рис. 11.

этом токи, притекающие к узловой точке, считаются положительными, а оттекающие — отрицательными. Так, по отношению к точке А на рис. 12 в случае направленных токов, указанных стрелками, имеет место соотношение

$$J - i_1 - i_2 + i_3 = 0.$$

Это положение составляет первую теорему Кирхгофа, справедливую по отношению любой узловой точки: *силы токов, притекающих к любой узловой точке, в сумме равны нулю.*

Вторая теорема состоит в следующем. Если мы совершаем по нашей цепи какой-нибудь замкнутый путь, например AE_1BE_2A в направлении последовательности названных букв, то мы вернемся в исходную точку А, где встретим исходный потенциал V_A .

Отсюда следует, что если сложить все падения и все повышения потенциалов на пути, то в сумме мы должны получить нуль. Это и есть

содержание второй теоремы. Заметим, что повышения потенциалов мы встречаем всякий раз, когда перемещаемся *навстречу* току или *вдоль* по направлению электродвижущих сил; падения же — при обратном соотношении.

Падение от преодоления сопротивлений измеряется произведениями ir . На рис. 12 в обоих генераторах E_1 и E_2 электроды с более высоким потенциалом обозначены длинным штрихом.

Так для избранного контура, если нами правильно указаны направления токов, мы имеем

$$-i_1r_1 + E_1 - i_3r_3 - E_2 = 0.$$

Эта формула иллюстрирует содержание второй теоремы Кирхгофа.

Так как, обычно, приступая к решению задачи, мы не знаем еще направления токов, то обозначим направление их произвольно. Если мы ошиблись, то в ответе получим отрицательный знак.

Приведем пример, представляющий незначительное осложнение рис. 11. Пусть, кроме соединений, отмеченных на рис. 11, точки E и F связаны между собой дополнительно проводником, сопротивление которого равно 2ω (рис. 13). Найти силы токов i_1 , i_2 и i_3 во всех частях цепи.

Применим две теоремы Кирхгофа, приняв произвольно некоторые еще неизвестные нам направления токов за положительные.

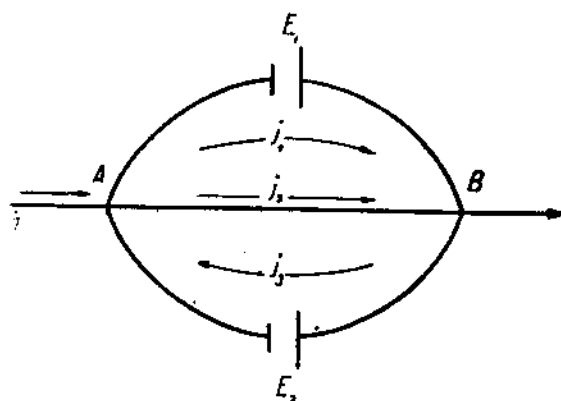


Рис. 12.

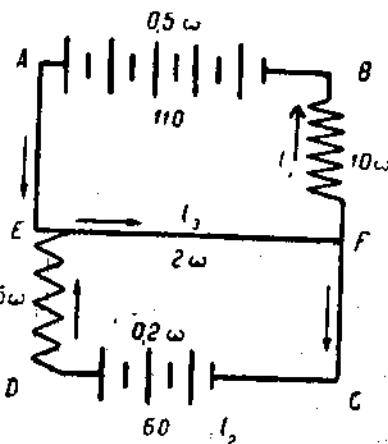


Рис. 13.

Направления электродвижущих сил должны быть определены. Возьмем контур $AEFBA$. Применительно к нему вторая теорема дает

$$110 - i_3 \times 2 - i_1 \times 10 - i_1 \times 0,5 = 110 - 2i_3 - 10,5i_1 = 0.$$

Применительно к контуру $EFCDE$ имеем:

$$60 - 5i_2 - 0,2i_3 - 2i_3 = 60 - 2i_3 - 5,2i_2 = 0.$$

Наконец, взяв узел F , имеем

$$i_3 - i_2 - i_1 = 0.$$

Решим эти 3 уравнения относительно трех неизвестных: i_1 , i_2 и i_3 .
Имеем

$$i_1 \approx 7,8A; i_2 \approx 6,17A; i_3 = 14,54A,$$

что и требовалось узнать.

§ 8. Энергия электрического тока.

Так как разность потенциалов V двух точек в вольтах измеряет собою энергию в джоулях, затрачиваемую при переносе одного кулона от первой точки на вторую, то естественно, что перенос q кулонов требует затраты Vq джоулей. Но в случае, когда мы имеем ток, силой J ампер, то в 1 сек. переносится J кулонов, так что энергия, затрачиваемая в 1 сек., есть JV джоулей. В t секунд энергия равна

$$W = JVt \text{ джоулей.} \quad (5)$$

Заметим, что нас чаще интересует не полная энергия в джоулях, а мощность тока, т. е. энергия, затрачиваемая в 1 сек.

Она выражается произведением

$$U = JV \quad (6)$$

и измеряется в ваттах.

Энергия тока может расходоваться на различные явления. Простейшим случаем является тот, когда эта энергия целиком идет на преодоление сопротивления, т. е. когда к цепи применим закон Ома в его простейшем виде:

$$J = \frac{V}{R} \text{ или } V = JR.$$

Подставляя в формулу (6) вместо V его выражение, получаем известную формулу Джоуля

$$U = J^2 R \text{ ватт.} \quad (7)$$

В этом простейшем случае вся электрическая энергия переходит в теплоту. Желая выразить ватты в кал./сек., множим правую часть формулы (7) на переводный множитель 0,24.

Имеем

$$q = 0,24 J^2 R \text{ кал./с к.} \quad (8')$$

или

$$q = 0,24 J^2 R t \text{ кал.} \quad (8)$$

Представим теперь более сложный случай. Пусть генератор развивает электродвижущую силу $V = 120$ вольтам, тратящуюся отчасти на нагревание соединительных сопротивлений, отчасти на зарядку аккумуляторов (рис. 14).

Пусть ЭДС аккумуляторов равна 80 вольтам и направлена, как это бывает при зарядке, навстречу ЭДС генератора. Обозначим все сопротивление цепи, складывающееся из внутреннего сопротивления генератора и аккумуляторов, а также из сопротивления J внешней цепи, через R , и пусть $R = 5 \text{ ом}$. Тогда сила тока равна

$$\frac{120 - 80}{5} = 8 \text{ ампер.}$$

Следовательно машина генерирует $120 \times 8 = 960$ ватт энергии.

Из них часть, определяемая произведением $J^2 R$, т. е. $64 \times 5 = 320$ ватт, идет на нагревание всех частей цепи. Остальные, т. е. $960 - 320 = 640$ ватт, затрачиваются на химические процессы зарядки аккумуляторов. Мы получаем следующее, вполне общее правило: полная мощность, доставляемая генератором, всегда выражается через произведение JV , каковы бы ни были формы развиваемой током энергии.

Из этой энергии на тепловые процессы тратится всегда количество, выражаемое через $J^2 R$. Остальное $JV - J^2 R$ затрачивается на иные роды энергии, как-то: химические процессы, механическую работу, получаемую при помощи электродвигателя, и т. д.

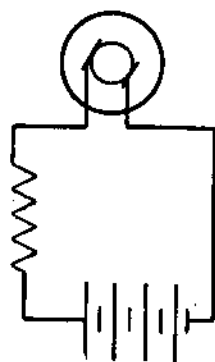


Рис. 14.

§ 9. Приложение нагревательных действий тока.

Джоулево тепло, выделяемое током, находит себе все растущее приложение в технике.

Не говоря об общеизвестном применении тока в деле электрического освещения, все более обширное применение получают электрические печи.

Их устройство, обычно, таково. Фарфоровая труба, и и муфель, обматывается лентой из тугоплавкого металла. Лучшим, но слишком дорогим металлом является платина. Она плавится при 1700° . Но этой температуры в печах достигнуть не удастся, так как при 1500° платина приваривается к фарфору и сам фарфор не выдерживает таких высоких температур.

Ввиду дороговизны платины технически наиболее применимой является обмотка из хромистого никеля (нихром), выдерживающая до 1100° . Подобные электрические печи широко применяются в лабораториях. Их начинают строить в большом масштабе для процессов отжига стекла, производства электростали и пр.

Сообщим соображения, определяющие качества обмотки.

Предположим, у нас имеется источник энергии с разностью потенциалов в 200 вольт. Требуется построить печь на 5 киловатт. Спрашивается, сколько следует намотать проволоки?

Решение. Из значения $U = 5000$ ватт и напряжения $E = 200$ вольт заключаем, что сила тока равняется $\frac{5000}{200} = 25 \text{ А}$.

В справочниках находим, что сечение нихромовой проволоки, выдерживающей 25 ампер, равно приблизительно 2 мм^2 .

Так как проволока для того, чтобы при 200 вольтах пропускать 25 А, должна иметь общее сопротивление $\frac{200}{25} = 8 \text{ ом}$, то отсюда, учитывая со-

противление нихрома (см. таблицу 2) получаем для длины проволоки значение

$$L = \frac{8 \times 2}{1,1} = 14,5 \text{ м.}$$

§ 10. Вопросы и задачи для самопроверки.

1. В чем заключается закон Ома?
2. Что является единицей разности потенциалов, силы тока и сопротивления цепи?
3. Какое различие существует между электродвижущей силой и разностью потенциалов на зажимах генератора?

Какой формулой выражается мощность тока и как выражается доля этой мощности, расходуемая на нагрев проводов?

4. Даны три сопротивления, включенные последовательно: $r_1 = 9\Omega$; $r_2 = 12\Omega$; $r_3 = 15\Omega$. Разность потенциалов на концах третьего сопротивления равна 30 вольтам. Вычислить разность потенциалов на концах остальных двух ветвей.

Решение. $V_1 = 18$ вольтам и $V_2 = 24$ вольтам.

5. Провод, сопротивление R_0 которого неизвестно, разветвляется на три сопротивления: $r_1 = 36\Omega$; $r_2 = 0\Omega$; $r_3 = 90\Omega$. Сила тока в неразветвленной цепи $J = 5$ А. Общая разность потенциалов $V = 120$ вольт. Определить силы тока i_1 , i_2 , i_3 в ветвях, а также сопротивление R_0 .

Решение. $R_0 = 6\Omega$, $i_1 = 2,5$ А; $i_2 = 1,5$ А; $i_3 = 1$ А.

6. Вычислить мощность тока, тратящегося на нагревание при таких условиях: разность потенциалов генератора равна 120 вольт; ток заряжает батарею аккумуляторов в 60 вольт; сопротивление линии равно 10Ω .

Решение. 360 ватт.

7. Электрическая печь имеет сопротивление 3Ω и допустимая сила тока в ней $= 30$ А. Сколько надо включить нихромовой проволоки при разности потенциалов в 120 вольт? Сечение нихромовой проволоки — 3 мм^2 . Сопротивление нихрома взять из таблицы 2.

Решение. Сопротивление проволоки равно 1 ому, длина проволоки 2,7 м.

8. Имеется миллиамперметр (Сименса), пропускающий максимально 4,5 миллиампера. Сопротивление его 10 омов.

Каков должен быть шунт для того, чтобы превратить этот инструмент в прибор, измеряющий ток до 7,5 ампер?

Решение. $0,0060004\Omega$.

ТЕМА II.

МАГНИТНЫЕ ДЕЙСТВИЯ ТОКА.

В настоящей теме излагается учение о магнитных действиях тока, а также законы электромагнитной индукции в проводе, пересекающем магнитное поле. Тема эта является центральной. Она требует поэтому наиболее внимательного отношения. Особенно следует обратить внимание на §§ 17, 19 и 20.

Параграфы 18 и 21 в первом чтении могут быть опущены.

§ 11. Магнитное действие тока. Магнитные единицы.

Важнейшее явление, которым сопровождается течение электричества по проводам, заключается в возникновении вокруг провода магнитных сил.

Явления магнетизма ранее всего наблюдались в отношении „естественных“, а затем „искусственных“, но во всяком случае постоянных магнитов, а потому вся основная терминология связана с этой областью явлений.

Мы полагаем основные, относящиеся сюда термины и понятия известными, а потому только вкратце их перечисляем.

Магнит обладает способностью притягивать к себе железо. Действие это преимущественно сосредоточено на концах его, так называемых полюсах.

Этих полюсов у всякого магнита 2 (точнее — четное число). Один именуется северным, другой — южным. Северный есть тот, который указывает на север.

Противоположно именуемые полюсы двух магнитов взаимно притягиваются одноименно намагниченные взаимно отталкиваются.

Невозможно разделить две полярности магнита. Когда мы, желая сделать это, отламываем один полюс, то у нас образуются 2 магнита, из которых каждый несет 2 полюса, хотя и более слабых, чем начальные.

Силу взаимодействия магнитных полюсов наблюдать в чистом виде довольно затруднительно, именно вследствие невозможности разделить полярности.

Кроме того магнитная сила представляется нами приближенно исходящей из одной точки — полюса. В действительности она исходит из всех точек магнита, различная по направлению и по знаку.

Только у очень длинных и тонких магнитов, которые можно приготовить из намагниченных стальных спиц, это влияние промежуточных точек значительно ослаблено и можно считать, что магнитная сила действительно исходит из полюсов.

Исследования показали, что взаимодействие полюсов подчинено закону Кулона, напоминающему соответственный закон из электростатики, а именно: *сила взаимодействия двух точечных полюсов обратно пропорциональна квадрату расстояния*, так что удваивая или утраивая расстояние, мы ослабляем силу взаимодействия в 4 или 9 раз.

Кроме того сила эта зависит от степени намагничивания. Чем сильнее намагничены взаимодействующие полюсы (тот и другой), тем сильнее взаимодействие.

По аналогии с электростатикой и здесь мы предполагаем, что в конечных точках, в полюсах, сосредоточено какое-то „магнитное вещество“, которое „количество магнетизма“ и что взаимодействие пропорционально произведению взаимодействующих количеств магнетизма.

Этим мы получаем возможность установить единицу для измерения количества магнетизма.

Напишем закон Кулона так:

$$f = C \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

где f есть сила взаимодействия, m_1 и m_2 — взаимодействующие количества магнетизма, r — расстояние, а C — коэффициент пропорциональности.

Подберем единицы для измерения m_1 и m_2 так, чтобы множитель C равнялся единице.

Имеем

$$f = \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (9)$$

Этим мы установили единицу для измерения количеств магнетизма. За единицу магнетизма мы выбираем такое количество, которое отталкивает равное себе количество с силою, равною 1 дине, если расстояние равно 1 см.

Заметим, что вся эта терминология в основном ошибочна. Она исходит из представления, что магнетизму свойственна та же степень вещественности, что и электричеству.

Между тем это далеко не так. Уже самый факт невозможности отделить один полюс от другого говорит против вещественного характера магнетизма. Если бы магнетизм существовал вещественно, то ничто не мешало бы отделить один полюс от другого.

Между тем эта невозможность свидетельствует, что магнетизм есть не вещество, а явление.

Приведем пример такого двустороннего явления. Вращение, рассматриваемое с одной стороны, представляется нам совершающимся против часовой стрелки. То же вращение, рассматриваемое с другой стороны, рисуется нам совершающимся по стрелке. Явление одно, но двойственно в своих проявлениях. Оба эти проявления не отделимы друг от друга.

Однако, несмотря на недопустимость вещественной трактовки магнетизма, мы, придерживаясь исторически вкоренившейся условной терминологии, говорим о количестве магнетизма и вводим понятие „единичный магнитный полюс“. Единичный магнитный полюс северного магнетизма станем далее сокращенно обозначать МЕР.

Установив понятие единичного полюса, приступим к анализу магнитных полей, т. е. пространства, где наблюдаются магнитные явления.

Во-первых, по аналогии с электрическим полем введем понятие о магнитных силовых линиях.

За направление „магнитной силовой линии“ примем то направление, по которому в данной точке поля оно воздействует на северный магнитный полюс.

Под напряжением поля (H) станем подразумевать ту силу (в динах), с которою поле воздействует на единичный полюс. Заметим, что для единицы напряжения магнитного поля существует специальное наименование эрстедт.

Мы говорим, что напряжение поля равно 500 эрстедтам, если оно воздействует на МЕР с силою 500 дин.

Как известно, магнитные силовые линии легко обнаружить, пользуясь свойством магнита притягивать к себе мелкие железные опилки. Посыпав железные опилки на лист бумаги, помещенный вблизи магнита, мы увидим, что опилки на нем располагаются в виде цепочек. Если мы станем изучать одинокий магнит, то увидим, что магнитные цепочки начинаются вблизи одного полюса и непрерывным „потокот“ направляются ко второму полюсу.

Причина этого явления вполне понятна. Железная стружка, помещенная в магнитное поле, сама становится маленьким магнитом, ориентируется в магнитном поле и своими намагниченными концами притягивает соседние опилки.

За направление силовых линий принимаем направление, куда показывает северный конец того магнетика, который представляет собой железный опилот. Таким образом, магнитный поток исходит из северного конца магнита и входит в южный конец его.

При помощи магнитных силовых линий удобно описываются все явления магнетизма.

В настоящее время мы предпочитаем пользоваться картиной магнитных силовых линий, как удобным геометрическим символом, не соединяя с этим понятием никаких реальных образов. Но в истории науки было и другое время.

Идею о силовых линиях ввел в науку Фарадей ровно 100 лет тому назад, причем он полагал, что силовые линии суть видимые проявления не-

видимого механизма магнитного поля. Отсюда наименование, данное Фарадеем этим линиям, — „физические линии сил“.

Фарадей полагал, что взаимодействие (магнитное) передается через эфир и что передача эта совершается через посредство изменения в свойствах эфира, окружающего намагниченное тело. Он считал, что видимые силовые линии суть проявления тех деформаций в эфире, которыми обусловлены магнитные явления.

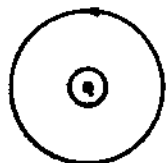


Рис. 15.

В настоящее время, в связи с кризисом учения об эфире, здание, построенное Фарадеем, значительно поколеблено.

Только в электротехнике и по сие время держится учение о магнитных силовых линиях.

Мы дальше неоднократно будем обращаться к этому символическому изображению поля и будем приписывать магнитным линиям различные свойства, помня, однако, что это является только способом кратко говорить о сложных явлениях.

§ 12. Магнитное поле тока.

Теперь приступим к анализу магнитных сил, наблюдаемых вблизи прямолинейного тока. Для упрощения вообразим этот ток бесконечно длинным.

Что касается фигуры магнитных линий сил, то они представляются круговыми, с центрами, совпадающими с осью тока. На рис. 15 маленький

кружок в середине обозначает след провода. Точка внутри кружка изображает ток, текущий к наблюдателю. Окружающее ток кольцо изображает силовую линию.

Заметим основное свойство магнитной линии: она всегда замкнута, в отличие от электрической, которая исходила из положительно заряженного тела и заканчивалась на теле, несущем отрицательный заряд.

Направление магнитной линии запоминается при помощи „правила гайки“. Во-

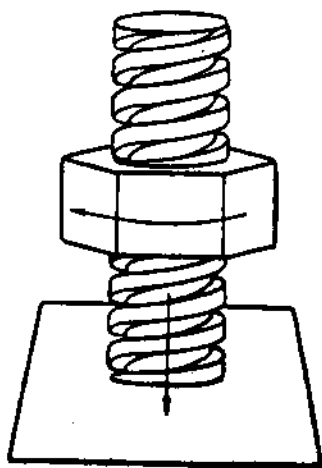


Рис. 16.

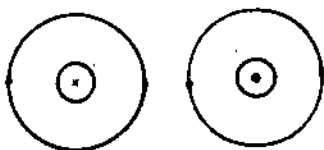


Рис. 17.

образим на проводе винтовую нарезку и гайку. Гайке свойственно двойное движение: вращательное — вокруг оси болта — и поступательное — вдоль по оси.

Если мы хотим заставить гайку совершать свое движение по проводу в сторону, куда течет ток (на рис. 16 — вниз), то должны вращать ее в направлении стрелки, совпадающем с направлением магнитных силовых линий. Так, если ток на рис. 15 направлен к нам, то магнитные силы будут иметь направление против часовой стрелки. Наоборот, если ток устремлен от нас, то магнитные линии будут направлены по часовой стрелке.

Условимся все векторы, направленные перпендикулярно к рисунку и к

читателю, отмечать точками. Векторы, направленные перпендикулярно к чертежу и от читателя, обозначать косым крестиком ($\times$).

На рис. 17 изображено взаимное расположение тока и магнитных линий в двух случаях: в случае тока, текущего к читателю и — от читателя. Как показали наблюдения, напряжение H магнитного поля, создаваемого прямолинейным бесконечно длинным током, пропорционально силе тока и обратно пропорционально расстоянию от проводника:

$$H = \frac{C \cdot J}{r}. \quad (10')$$

Что касается множителя C , то, согласно измерениям Био и Савара, он равен 0,2, если силу тока измерять в амперах. Однако все дальнейшие формулы получают гораздо более простой вид, если изменить единицу силы тока на более рациональную.

Электромагнитной CGS (или абсолютной) единицей силы тока мы называем ток, равный 10 амперам.

В таком случае число J , обозначающее силу тока, станет в 10 раз меньшим и, следовательно, чтобы сохранить неизменной величину напряжения H множитель C надо удесятерить, сделав его равным 2.

Формула (10') приобретает вид:

$$H = \frac{2J}{r}. \quad (10)$$

В дальнейшем для измерения силы тока мы почти в равной мере будем пользоваться обеими единицами: как практической (ампер), так и электромагнитной.

По аналогии со сказанным по поводу абсолютных CGS электростатических единиц имеется предложение перенести на абсолютные электромагнитные единицы наименования практических, с прибавком суффикса „аб“ или „абс“ (абсолютный).

Поэтому станем далее называть абсолютную CGS электромагнитную единицу силы тока абс-ампер.

$$1 \text{ абс-ампер} = 10 \text{ амперам}$$

$$1 \text{ ампер} = 0,1 \text{ абс-ампера.}$$

В соответствии с новой единицей для измерения силы тока вводится и новая единица количества электричества, в 10 раз более крупная, чем кулон. Наименование ее — абс-кулон.

$$1 \text{ абс-кулон} = 10 \text{ кулонам} = 3 \cdot 10^{10} \text{ статкулонам.}$$

Подобно тому, как в случае электрических полей мы использовали силовые линии для графического изображения электрического поля не только в отношении направления поля, но и его напряженности, так же поступим и теперь: станем проводить магнитные силовые линии в таком числе, чтобы количество линий, пересекающих 1 см² перпендикулярной к ним поверхности (густота линий), характеризовало напряженность H магнитного поля в данном месте.

Так в случае, определяемом формулой (10), густота линий обратно пропорциональна расстоянию от оси провода, что и изображено на рис. 18.

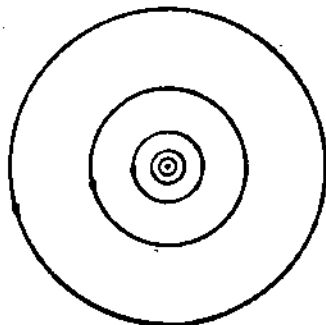


Рис. 18.

§ 13. Работа, совершаемая при движении единичного магнитного полюса вокруг тока.

Единичный магнитный полюс (МЭП), перемещаясь вдоль по силовой линии, совершает работу. Эта работа, совершаемая при перемещении МЭП из одной точки в другую, может быть названа разностью потенциалов двух точек. Но так как силовая линия, окружающая ток, есть линия замкнутая, то получается важное различие между потенциалом поля электростатического и электромагнитного.

В электростатическом поле каждой точке поля отвечает определенный потенциал. Разность потенциалов двух точек равнялась работе переноса ЭЭП из одной точки в другую, независимо от пути. Если ЭЭП, выйдя из точки A , пройдя замкнутый путь, возвращался в нее же, то работа электрических сил равнялась нулю.

В случае электромагнитного поля получается не то. Пройдя замкнутый путь вокруг тока и вернувшись в точку отправления, мы совершаем определенную работу. Вычислим ее. Проведем МЭП по окружности с радиусом r вокруг тока, ось которого проходит через центр окружности. Так как напряжение H поля, т. е. сила воздействия на МЭП, повсюду одна и равна

$$H = \frac{2J}{r},$$

то работа W равна произведению из силы H на путь, равный $2\pi r$. Имеем

$$W = \frac{2J}{r} \cdot 2\pi r = 4\pi J. \quad (11)$$

Получился весьма знаменательный результат. Работа при обводе МЭП вокруг тока, оказывается, не зависит от того, чему равняется радиус r той окружности, по которой совершился обвод. Следовательно, обвод может совершиться даже и не по окружности, а по произвольной линии, лишь бы эта линия была замкнутая и опоясывала один раз электрический ток. Если в своем движении МЭП опояшет этот ток k раз, то работа будет равна

$$W = 4\pi kJ. \quad (12)$$

Таким образом потенциал некоторой точки A имеет бесконечное число значений, отличающихся на $4\pi kJ$, где k обозначает, сколько раз в своем движении МЭП опоясал ток.

Если внутри петли, опоясывающей один раз ток, расположен пучок из N проводов, по которым течет ток J , то работа W равна:

$$W = 4\pi NJ. \quad (13)$$

Если МЭП совершит в магнитном поле тока замкнутый путь, не охватывающий тока (рис. 19), то работа равна нулю.

§ 14. Магнитное поле кольцевого тока.

Пусть рис. 20 изображает половину кольцевого провода, расположенного в плоскости P . Крестик и точка, помещенные в сечениях, показывают направление тока. Применяя ко всем элементам тока правило гайки, мы по-

лучаем систему замкнутых линий магнитных сил, причем стрелки показывают направление этих сил. Для запоминания направления силовых линий внутри контура служит то же правило гайки, но иначе прочтенное.

В середине кольцевого контура перпендикулярно к плоскости, в которой он расположен, поставим болт с винтовой нарезкой и гайкой (рис. 21). Вращая гайку в направлении, совпадающем с направлением тока в кольце, мы получаем перемещение гайки в направлении, совпадающем с направлением магнитных сил в средней части кольца.



Рис. 19.

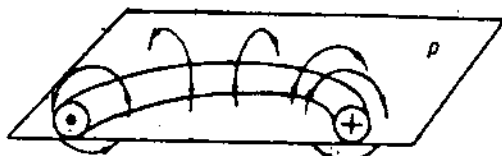


Рис. 20.

На рис. 22 изображено 2 случая. Слева — кольцо, обтекаемое током, противоположным часовой стрелке. Оно создает поле, направленное внутри кольца к читателю, т. е. такое, какое мы наблюдаем, глядя на северный полюс постоянного магнита. При движении тока по часовой стрелке (правая часть рис.) картина изменяется на обратную, и мы имеем перед собою как бы южный полюс постоянного магнита.

Что касается напряжения H этого поля, то оно различно в различных точках контура. В центральной точке оно равно

$$H = \frac{2\pi J}{r}, \quad (14)$$

если J измерено в абс-амперах.

Формула (14) легко выводится из следующего предположения.

Небольшой отрезок провода dS , по которому течет ток силой J абс-ампер, дей-

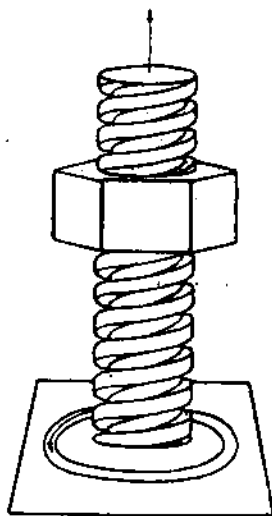


Рис. 21.

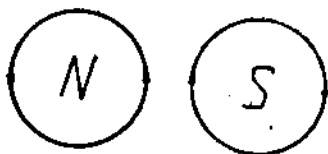


Рис. 22.

ствует на МЭП, помещенный в центре кольца, с силой dH , которая, очевидно, тем больше: 1) чем длиннее отрезок dS , 2) чем сильнее ток J в нем, и тем слабее, чем дальше отстоит отрезок dS от центра O .

Что касается точного математического выражения последней зависимости, то относительно нее было сделано следующее допущение.

Сила воздействия элемента dS на МЭП обратно пропорциональна

квадрату расстояния, т. е. обратно пропорциональна квадрату радиуса кольца r^2).

Имеем

$$dH = k \frac{J \cdot dS}{r^2},$$

где k есть коэффициент пропорциональности.

Складывая действие всех таких элементов кольца и замечая, что множитель $\frac{J}{r^2}$ у всех у них одинаков, имеем общее действие, равное

$$H = k \frac{J}{r^2} \Sigma dS,$$

где знак Σ обозначает сумму всех отрезков dS . Но эта сумма равна $2\pi r$. Отсюда получаем

$$H = k \frac{2\pi \cdot J}{r}.$$

Опыт вполне подтверждает эту зависимость, что касается множителя k , то при условии, что сила тока измеряется в абс-амперах, k оказывается равным единице. Имеем окончательно, в согласии с формулой (14):

$$H = \frac{2\pi J}{r}.$$

§ 15. Магнитный листок. Магнитный момент.

Написанное выше соотношение дает повод для дальнейших сближений между проводом, обтекаемым током, и постоянным магнитом.

Вообразим, что перед нами контур, обтекаемый током (рис. 23а). Его воздействие во внешнем поле можно заменить тем воздействием, которое создает магнитный листок. Этим именем мы называем следующее понятие.

Вообразим, что наш контур затянут, как барабан, некоторой кожей, намагниченной перпендикулярно своей поверхности так, что по одной, например правой, поверхности имеется северный магнетизм, а по другой — южный. Пусть толщина кожицы есть d , а количества магнетизма, сосредоточенные на самих поверхностях, суть m_1 и m_2 . Тогда произведение dm_1 называется магнитным моментом магнитного листка.

Теория показывает, что магнитный листок, которому присущ определенный магнитный момент, вполне заменяет, во внешнем пространстве, воздействие нашего контура.

При этом весьма замечательны два обстоятельства:

1) Совершенно безразлично, чему равны в отдельности множители d и m_1 — важно лишь их произведение, т. е. величина магнитного момента.

*) Читателю это утверждение может показаться стоящим в противоречии с формулой Био и Савара, о которой речь была на стр. 29, где указана зависимость, обратная первой степени расстояния.

Следует, однако, принять во внимание, что там речь шла о бесконечно длинном проводе, а здесь имеется в виду элемент тока.

Заметим, что формула (10) выводится из аналогичного предположения относительно воздействия элемента тока на МЭП, но мы этого вывода не сообщали ввиду его сложности.

Так что магнитный листок может нести значительные количества магнетизма, но если они очень сближены (d у них мало), то их воздействие во внешнем поле такое же, как и магнитное воздействие листка с меньшими магнитными массами, но с большими расстояниями.

2) В смысле воздействия на внешнее поле безразлично, какова будет форма „кожицы“. Она может быть натянута (рис. 23b) на каркасе, как

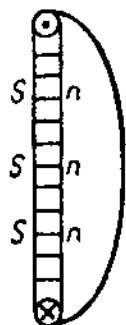


Рис. 23а.

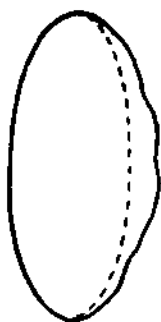


Рис. 23б.

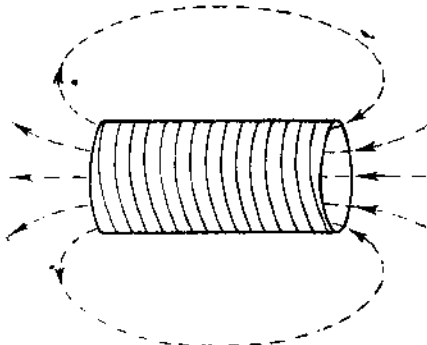


Рис. 24.

перепонка барабана, или быть прогнута так или иначе. От этого совершенно не меняются свойства самого поля, которое наблюдается во внешнем пространстве.

Эти две особенности магнитного листка дают весьма важное право заменять контур, обтекаемый током, подобным магнитным листком.

§ 16. Магнитное поле соленоида.

Возьмем очень длинную катушку, обмотанную винтообразно плотно расположенными витками проволоки (соленоид).

Каждый виток создает магнитное поле, перпендикулярное своей плоскости. Естественно, что вся совокупность витков создает единое однородное поле, параллельное оси катушки.

Силовой „поток“, прогнав катушку, выходит из одного, например, левого, ее торцевого конца, являющегося, следовательно, ее „северным“ концом, и, рассеявшись по всему окружающему пространству, возвращается в другой, южный, конец этой катушки.

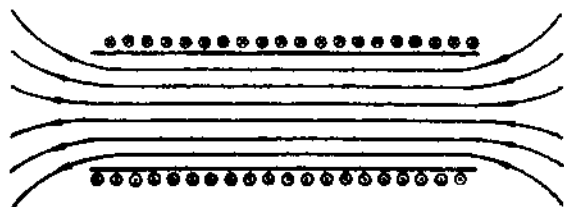


Рис. 25.

Рис. 24 изображает внешнее поле соленоида. На рис. 25 мы имеем разрез через внутреннее поле.

Как видим, опять получается полная аналогия между внешним полем соленоида и внешним полем постоянного полосового магнита.

Для установления напряжения внутри соленоида предпримем следующее рассуждение. Возьмем очень длинный и тонкий соленоид и согнем его в замкнутое кольцо, согласно рис. 26. (Заметим, что подобное кольцо с круглым сечением называется „тор“).

Если соленоид достаточно длинен и тонок, то магнитное поле внутри такого тора представляет собою однородный круговой замкнутый поток. Пусть осевая длина тора есть L и число витков на нем равно N . Силу тока, в абс-амперах, обозначим через J . Проведем МЭП по замкнутой осевой линии тора.

Если напряжение поля внутри тора равно H , то работа W при продвижении МЭП получит значение

$$W = LH.$$

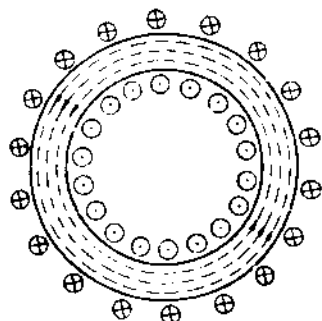


Рис. 26.

Но замкнутая осевая линия тора опоясывает N внутренних проводов с током в них равным J абс-ампер. Это дает для работы новое выражение (см. § 13):

$$W = 4\pi JN.$$

Приравнявая оба выражения, имеем

$$4\pi JN = HL,$$

откуда получаем

$$H = 4\pi J \frac{N}{L}. \quad (15)$$

Величина $\frac{N}{L}$ представляет собою число витков на 1 см.

Весьма замечательно, что в отношении величины напряжения поля H имеет значение не общее число витков N , но число их, приходящееся на 1 см длины катушки. Обозначим дробь $\frac{N}{L}$ через n .

Таким образом имеем

$$H = 4\pi Jn. \quad (16)$$

Хотя теорема доказана для тора, но она имеет силу и в отношении очень длинной прямой катушки (рис. 27).

Действительно, обратимся к случаю длинной катушки. В средней ее части имеем вполне однородно напряженное поле. Поток, вырвавшийся из катушки, имеет вне ее чрезвычайно малую напряженность. Проведем МЭП по замкнутой контуре $ABCD$, пролегающему отчасти внутри катушки, отчасти вне ее. Пусть отрезки AD и BC имеют длину 1 см.

Совершаемая при этом работа равна произведению $4\pi J$, где n есть число проводов, несущих ток J и опоясанных единичным полюсом.

Вся эта работа совершается по пути BC и равна произведению напряжения поля H внутри катушки на длину пути BC , т. е. на 1 см.

Действительно, отрезки пути AB и CD пролегают в таких местах поля, где путь перпендикулярен силе. Следовательно, работа вдоль этих отрезков равна 0.

На отрезке AD работа практически равна 0, так как эта часть пути пролегает в частях поля, где напряжение ничтожно мало. Остается отрезок BC , для которого работа равна H .

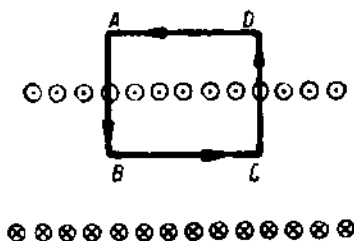


Рис. 27.

Имеем

$$4\pi Jn = H,$$

что и требовалось доказать.

Заметим, что если нарушено условие однородности поля, то и приведенное доказательство теряет силу.

В целях дальнейших приложений заметим, что $4\pi = 12,56 \cong 12,6$.

Поэтому формулу (16) перепишем так:

$$H = 12,6nJ, \quad (17')$$

где J выражено в абс-амперах.

Если станем выражать силу тока в амперах, то формула примет вид:

$$H = 1,26nJ'. \quad (17)$$

Эта последняя формула имеет особенно частое приложение.

Теперь решим несколько задач на применение приведенных формул.

Задача 1. В прямолинейном, достаточно длинном, проводе течет ток силой 5 ампер. Чему равно напряжение поля в расстоянии 10 см от провода?

Решение. 5 ампер = 0,5 абс.-ампер; формула (10) дает

$$H = \frac{2J}{r}; \quad H = \frac{2 \cdot 0,5}{10} = \frac{1}{10} = 0,1 \text{ эрстедта.}$$

Задача 2. В достаточно длинной прямой катушке течет ток J' ампер. Данные катушки таковы: длина ее — 60 см, общее число витков равно 300. Какова должна быть сила тока J' (в амперах) для того, чтобы напряжение H равнялось 20 эрстедтам?

Решение. При длине $L = 60$ см и общем числе витков, равном 300, число витков на 1 см будет

$$n = \frac{300}{60} = 5.$$

Подставляя в формулу (17), имеем:

$$20 = 1,26 \cdot 5 J', \text{ откуда } J' = 3,17 \text{ ампера.}$$

Задача 3. Чему следует сделать равным радиус кольца для того, чтобы при силе тока в нем $J' = 20$ ампер в центральной точке кольца возникло поле $H = 0,5$ эрстедтов?

Решение. Применяя формулу (14), имеем

$$0,5 = \frac{2\pi \cdot 2}{r},$$

откуда $r = 25,1$ см.

Задача 4. Магнитный полюс заключает 100 единиц количества магнетизма. Чему равна в эргах работа, которую он совершает, обойдя 5 раз вокруг провода, в котором сила тока равна 50 ампер.

Решение. Из формулы (12) получаем

$$4\pi Jk = 12,6 \times 5 \times 5 \times 100 = 3,1 \cdot 10^4 \text{ эргов.}$$

§ 17. Воздействие внешнего магнитного поля на ток.

До сих пор мы рассматривали магнитное поле, которое было создано током. Теперь исследуем, как будет реагировать ток со свойственным ему магнитным полем на появление иного „внешнего“ поля,

Начнем с простейшего случая взаимодействия двух параллельно текущих токов; случай этот распадается в свою очередь на 2 варианта:

1. Токи параллельны и текут в одну сторону.
2. Токи параллельны и текут в противоположные стороны.

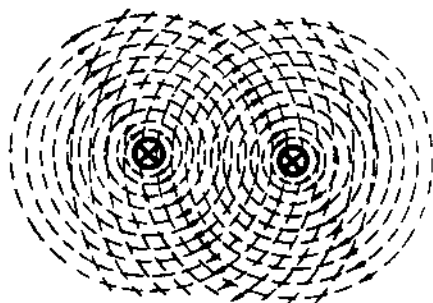


Рис. 28.

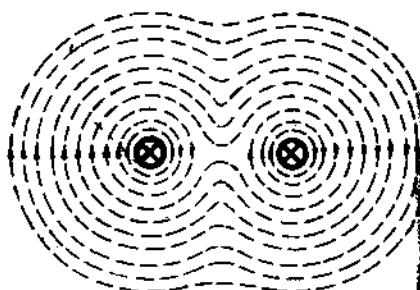


Рис. 29.

Рис. 28 изображает первый вариант. Общее магнитное поле получится простым векторным сложением двух полей, как то изображено рис. 29.

Действительно, мы видим (рис. 28), что в промежутке силовые линии имеют противоположные направления, и, следовательно, поле между токами здесь слабее, чем при наличии одного только тока, тогда как справа от правого и слева от левого токов поля взаимно усилились. В итоге получается поле, изображенное на рис. 29.

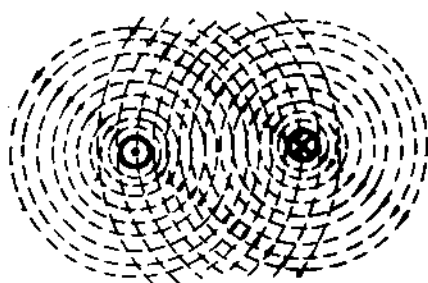


Рис. 30.

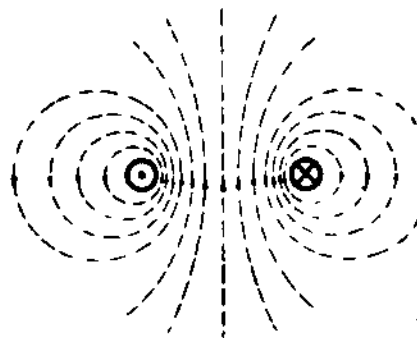


Рис. 31.

Вместе с тем опыт обнаруживает, что токи взаимно притягиваются. Можно наглядно описать так, как если бы магнитные силовые линии давили на провод с тем большей силой, чем они гуще, так, что если густота линий по обе стороны провода не одинакова, то провод испытывает давление стороны более густой части поля в сторону поля более редкого. Примером это правило к случаю, изображенному на рис. 29, мы видим, что проводники с током будут приближаться друг к другу давлением внешних линий.

Обращаясь ко второму варианту, мы имеем обратную картину. Если взять 2 тока параллельных, но текущих в противоположные стороны, то это изображено на рис. 30, то получается наоборот — усиление поля, следовательно, — сгущение линий в промежутке между проводами и ослабление — по обе стороны от токов (рис. 31). Опыт показывает, что в р

рассматриваемом случае мы получаем отталкивание проводов. Это опять-таки хорошо согласуется с указанным нами правилом, что провод испытывает давление от областей с более густыми полями в области с полями более редкими. Применим полученное нами правило к следующему более общему случаю. Имеется некоторое горизонтальное магнитное поле, созданное каким-то посторонним источником (рис. 32). Пусть это поле в рассматриваемой

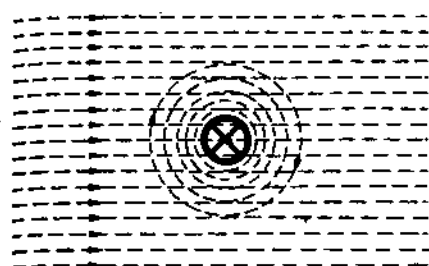


Рис. 32.

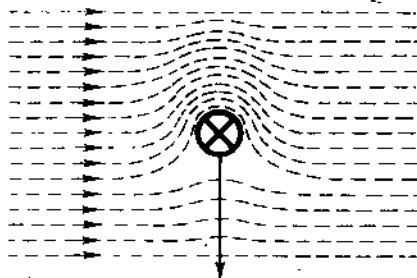


Рис. 33.

части однородно и направлено слева направо. В это поле перпендикулярно чертежу помещен провод с током, направленным от нас. Этот провод окружен своими собственными линиями, которые, налагаясь на „внешнее“ поле, образуют совместно силовое поле, изображенное на рис. 33.

Мы видим, что над проводом, образовалось уплотнение поля, тогда как внизу, где внешнее и внутреннее поля будут направлены в противоположную сторону, мы имеем разрежение силовых линий.

Применяя прежнее правило, получаем давление поля на провод, направленное сверху вниз.

Существует следующее простое правило для запоминания взаимного расположения трех упомянутых направлений.

Расположим ладонь левой руки навстречу внешним силовым линиям, как бы наколов ее на одну из них, как на булавку. Станем вращать ладонь вокруг этой „булавки“ до тех пор, пока 4 пальца (за исключением большого) не расположатся вдоль по направлению тока. Отставленный большой палец покажет направление смещения провода. Это изображено на рис. 34, где магнитные линии внешнего поля направлены к читателю (обозначены точками), а ток направлен вверх; провод перемещается вправо.

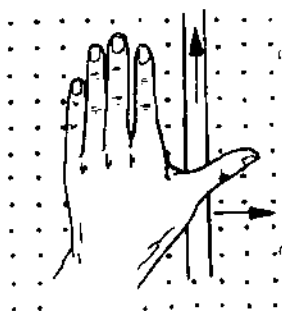


Рис. 34.

Не трудно установить и величину той силы F , с которой поле воздействует на ток.

Очевидно, эта сила F тем значительнее:

- 1) чем длиннее провод L , на который воздействует внешнее поле;
- 2) чем сильнее ток J , текущий в проводе;
- 3) чем больше напряжение H внешнего поля.

Объединяя сказанное, имеем

$$F = cLHJ, \quad (18')$$

где c есть коэффициент пропорциональности. Он равен единице, если мы станем измерять силу тока в абс.-амперах. Тогда мы имеем

$$F = LHJ. \quad (18)$$

Если мы захотим измерять ток в амперах, то имеем

$$F = 0,1LHJ'. \quad (19)$$

§ 18. Влияние среды на электродинамические силы.

Все предшествующие рассуждения относятся к случаю, когда магнитное поле осуществлено в воздухе.

В этом случае, помимо неоднократно упоминавшейся возможности определять напряжение поля H через измерение той силы, с которой поле действует на МЭП, мы имеем еще другую возможность измерить это напряжение.

Если в поле, имеющем в воздухе напряжение H , мы поместим провод длиной L см, несущий ток J абс.-ампер, мы получим реакцию в F дин, равную LHJ .

Полагая $L = 1$ и $J = 1$, имеем:

$$F = H.$$

Таким образом, наблюдая эту силу F , мы определяем напряжение H .

Теперь перейдем к иной среде, заполняющей наше поле. К сожалению необходимость наблюдать перемещение провода заставляет нас ограничить выбор среды требованием, чтобы она являлась удобоподвижной, т. е. была газообразная или жидкая. В этих случаях особенности, к описанию которых мы переходим, выражены крайне слабо. Только впоследствии, в отделе „Индукция“, мы обратимся к железу, у которого изучаемые особенности выступают очень резко.

Итак создадим между полюсами электромагнита однородное магнитное поле и заполним его некоторой должным образом выбранной жидкостью, например раствором хлористого железа.

Подберем силу тока в электромагните так, чтобы напряженность изучаемого поля, определяемая по силе воздействия поля на МЭП, попрежнему, была H эрстедтов.

Изучая силу F воздействия такого поля на ток, замечаем, что теперь эта сила F_2 несколько больше старой F_1 . Обозначим отношение $\frac{F_2}{F_1}$ через μ и назовем эту величину магнитной проницаемостью среды.

Тогда будем иметь

$$F_2 = \mu HJL.$$

Если мы попрежнему пожелаем изобразить напряжение поля густотой линий сил (числом их на 1 см²), то мы видим, что воздействие поля на ток характеризуется не плотностью потока сил H , а плотностью потока μH , иной, в сравнении с плотностью H .

Мы имеем как бы два потока: один — поток сил, изображаемый плотностью силовых линий, обозначаемый буквой H , именуемый напряжением поля и измеряемый эрстедтами, а другой поток, в μ раз более плотный, по

причинам, о которых речь будет идти далее, именуемый потоком индукции. Его интенсивность (плотность) будем называть интенсивностью потока индукции. Станем обозначать его через B и, единицей потока индукции избираем один гаусс, определяемый следующим образом: поток индукции имеет интенсивность в 1 гаусс, если провод, несущий ток в 1 абс-ампер, испытывает в этом поле реакцию, силой в 1 дину на каждый сантиметр своей длины.

В воздухе мы не различаем этих двух потоков и измеряем плотность потока эрстедтами, независимо от того, имелось ли в виду воздействие на МЭП или на элемент тока.

Теперь, познав это различие, мы станем выбирать название применительно к задаче, даже в том случае, когда численно обе величины равны друг другу.

Если речь будет идти о воздействии на МЭП, мы будем говорить о напряжении H и станем измерять его в эрстедтах. Если речь будет идти о воздействии на ток, мы станем говорить о потоке индукции B и измерять интенсивность его в гауссах, хотя будем помнить, что в воздухе напряжение H и интенсивность потока индукции численно равны.

Заметим, что в рассмотренном примере раствора хлористого железа величина μ ничтожно мало отличается от единицы, так что практически и здесь $H = B$.

Огромное значение величины μ мы узнаем только тогда, когда ознакомимся с возможностью измерять μ в твердых телах (железе).

Отныне формулу (18) будем писать так:

$$F = BIL \quad (20)$$

Заметим, что величина μ может быть и больше и меньше единицы.

В первом случае мы говорим о парамагнитных свойствах среды. Во втором случае свойства среды именуются диамагнитными.

§ 19. Работа при перемещении провода поперек поля.

Предположим, что провод длины L под влиянием силы F перемещается поперек поля на отрезок l . Спрашивается, чему равна совершенная при этом работа W ? Очевидно, она равна произведению из силы F на путь l .

$$W = F \cdot l.$$

Но сила F равна, согласно формуле (20), BIL . Подставляя, имеем

$$W = BILl. \quad (20')$$

Произведение Ll есть не что иное, как площадь S , покрытая проводом L , когда он перемещается в поперечном направлении на отрезок l .

Вспомоинаем далее, что интенсивность потока индукции B условно изображается числом линий, пересекающих 1 см² поля. Если провод покрыл площадь S см², то тем самым он пересек SB линий индукции.

Введем теперь новое понятие.

Магнитным потоком или потоком индукции назовем полное число линий индукции, пронизывающих данную площадь S . Обычно для потока мы применяем обозначение Φ и единице его придаем специальное наименование максвелл. Число максвеллов, характеризующее данный поток, равно числу линий индукции в нем. Оно получается умножением интенсивности потока индукции B на сечение потока S .

Приведем пример вычисления потока индукции Φ .

Положим, мы имеем соленоид, несущий обмотку, число витков которой на 1 см длины равно 10. Сила тока в обмотке равна $J' = 20$ ампер. Площадь поперечного сечения соленоида S равна 50 см^2 . Чему равно Φ ?

Решение. Интенсивность $B = 1,26 \times 10 \times 20 = 2,52 \cdot 10^3$ гауссов. Но $S = 50 \text{ см}^2$, следовательно, $\Phi = 1,26 \cdot 10^4$ максвеллов.

Пользуясь понятием потока и вводя в формулу (20') вместо BLI его значение Φ , мы можем сформулировать выражение для работы иначе.

При перемещении провода поперек поля совершенная работа W (в эргах) равна произведению из силы тока J (в абс-амперах) на пересеченный поток индукции Φ в максвеллах.

$$W = J\Phi. \quad (21)$$

При некотором определенном направлении тока или перемещения работа эта положительная. При изменении направления тока и перемещении работа становится отрицательной. При изменении направления как того, так и другого работа делается вновь положительной.

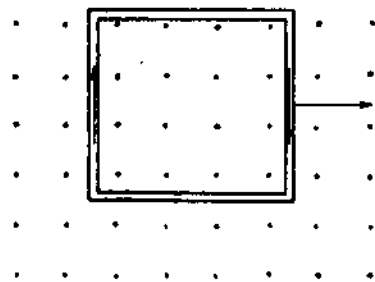


Рис. 35.

Если мы под положительной работой будем понимать работу, затрачиваемую нами на продвижение провода, то, очевидно, положительная работа совершается, когда перемещение производится в направлении, противоположном правилу левой руки.

Обратимся теперь к более общему и чаще встречающемуся случаю, когда в магнитном поле перемещается не отрезок провода, имеющий длину L , но некоторый замкнутый контур, имеющий, например, форму квадрата (рис. 35) и обтекаемый током J абс-ампер.

Если мы такой квадрат станем перемещать поперек однородного магнитного поля, например направо, то два противоположных ребра совершат равные и противоположные работы, так как токи в них равны и противоположны, а пересеченные потоки равны.

Что касается остальных двух ребер, то они не пересекают потока и работа в них равна нулю. В итоге вся совершенная работа равна нулю.

$$J\Phi - J\Phi = 0.$$

Заметим, что при этом через правое ребро входит в контур Φ линий и столько же их выходит из контура через левое ребро, так что поток, пронизывающий контур, не изменяется.

Другое произойдет, если поле, в котором перемещается контур, неоднородно (рис. 36). Тогда может произойти, что одна часть контура, например правая, совершающая положительную работу, пересечет большее число силовых линий Φ_2 , а левая, совершающая отрицательную работу, — меньшее число линий Φ_1 .

Получается избыток положительной работы, равный:

$$W = (\Phi_2 - \Phi_1)J. \quad (22)$$

Но если через правую грань вошло в контур Φ_2 линий, а через левую вышло Φ_1 линий, то, в общем, в контуре произойдет увеличение пронизывающего его потока, равное

$$\Phi_2 - \Phi_1.$$

Это рассуждение приводит нас к следующему правилу.

Всякий раз, когда в итоге перемещения контура поперек поля происходит изменение пронизывающего его потока, равное $\Phi_2 - \Phi_1$, совершается работа, равная $\Phi_2 - \Phi_1$ эргов.

Остается установить, каков знак этой работы. Другими словами, следует установить направление того перемещения, к которому вынуждается контур, помещенный в магнитное поле.

Для решения вопроса представим себе квадратный контур с током, помещенный в неравномерное поле, как показано на рис. 36.

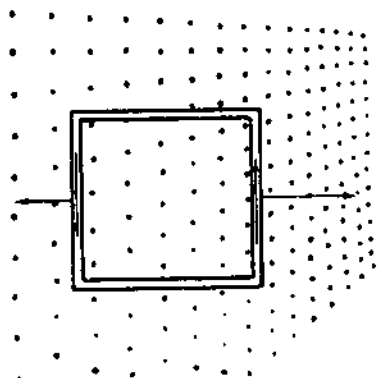


Рис. 36.

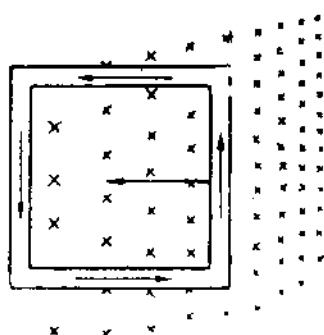


Рис. 37.

Силовые линии внешнего поля пусть направлены к читателю; ток в проводе направим против часовой стрелки.

По правилу левой руки имеем следующее распределение сил: правый провод стремится перемещаться направо; левый — налево. Но так как правый находится в более густом поле, то его действие пересиливает, и весь контур перемещается вправо, так что поток, пронизывающий контур, возрастает.

Если мы переменяем направление внешнего магнитного поля (рис. 37), то все явление переменит знак: контур двинется влево, и поток, пронизывающий контур, станет уменьшаться.

Заметим, что фактам этим можно придать такое толкование.

Контур, обтекаемый током, сам создает свое собственное поле. Эти два поля — внешнее поле и поле контура — взаимодействуют. На рис. 36 собственное поле контура, определяемое правилом гайки, направлено к читателю, и мы видим, что в этом случае, когда контур перемещается в область более густых частей внешнего поля, поле внешнее и поле контура взаимно параллельны и одинаково направлены.

Наоборот, во втором случае (рис. 37) поле контура противоположно внешнему полю.

Будем считать внешнее поле положительным, если его направление совпадает с направлением поля контура, и отрицательным в противном случае.

Как первый случай, когда мы имели увеличение положительного потока, так и второй, когда мы наблюдали уменьшение отрицательного, мы можем формулировать, как возрастание потока, пронизывающего контур, так как уменьшение абсолютного значения отрицательной величины математики мыслит, как увеличение ее (-2 больше чем -10).

Вся совокупность наблюдаемых фактов может быть охвачена одной формулой: контур стремится переместиться во внешнем поле в таком направлении, при котором пронизывающий его внешний поток возрастает.

Правило это имеет весьма общее значение.

Применим сказанное к такому случаю. Контур, в котором ток направлен по часовой стрелке, расположен в однородном поле, пронизывающем его в отрицательном направлении (рис. 38). Пусть сила тока в контуре равна J абс-ампер, а внешний поток, пронизывающий контур, равен $-\Phi$ максвеллов. В своем стремлении увеличить пронизывающий его положительный поток, контур перевернется на 180° . Пронизывающий его теперь поток равен $+\Phi$. Полное изменение потока равно 2Φ . Совершенная работа равна $2\Phi J$ эргов.

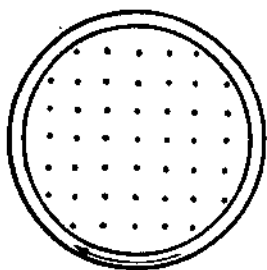


Рис. 38.

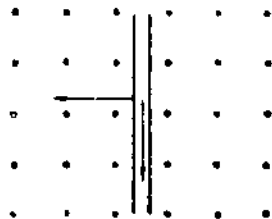


Рис. 39.

Задача 1. Контур, имеющий площадь 200 см^2 , обтекается током силой в 20 А и находится в поле интенсивностью $B = 1000$

гауссов, пронизывающем его с положительной стороны. Какую надо затратить работу, чтобы перевернуть контур на 180° ?

Решение. $W = 200 \times 1000 \times 2 \times 2 = 8 \cdot 10^5$ эргов.

Задача 2. Плоская катушка, несущая 50 витков, окружает площадь 100 см^2 и надета на электромагнит, создающий поток в 10^6 максвеллов. По катушке пущен ток силой 10 А , создающий поле, отрицательное по отношению к электромагнитному полю. Катушка будет сброшена с электромагнита. Чему равна работа, совершаемая катушкой при этом движении?

Решение. $100 \times 50 \times 10^6 \times 1 = 5 \cdot 10^9$ эргов.

Задача 3. В однородном поле, направленном к читателю и имеющем интенсивность $B = 5000$ гауссов, расположен провод, согласно рис. 39, в котором течет ток $J = 50 \text{ А}$. Длина провода $L = 40 \text{ см}$. Он перемещается налево со скоростью 100 см/сек . Какова мощность в ваттах, затрачиваемая на его продвижение?

Решение. $100 \times 40 \times 5000 \times 5 = 10^8 \text{ эрг./сек} = 10 \text{ ватт}$.

§ 20. Явление индукций.

С рассмотренными выше явлениями, именуемыми электродинамическими, в тесной связи находится другая группа явлений, известных под именем электромагнитной индукции, уже упомянутой нами в § 5.

Вообразим однородное магнитное поле с интенсивностью B , направленное к читателю и изображенное точками. Станем перемещать поперек этого поля провод в направлении справа налево со скоростью v (рис. 40). При этом провод пересекает магнитное поле.

Опыт показывает, что на концах такого провода во время движения существует разность потенциалов.

Другими словами, в нем действует электродвижущая сила, измеряемая означенной разностью потенциалов. Направление этой электродвижущей силы определяется правилом правой руки, представляющим полный аналог

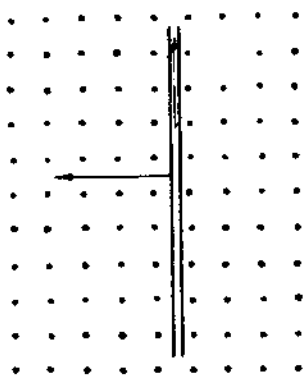


Рис. 40.

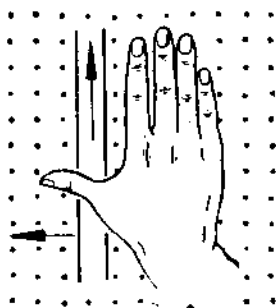


Рис. 41.

правила левой руки: следует наколоть ладонь правой руки на магнитные силовые линии (рис. 41) и отставленный большой палец расположить в направлении перемещения провода. Тогда остальные пальцы покажут направление возникающей в проводе электродвижущей силы.

Что касается величины возбужденной электродвижущей силы индукции (обозначим ее сокращенно ЭДСИ), то она определяется магнитным потоком, перерезаемым проводом в 1 сек. А именно — каждые 10^8 линий, пересеченных проводом в 1 сек., вызывают ЭДСИ, равную одному вольту.

Мы получаем формулу

$$E = \frac{\Phi}{t \cdot 10^8}, \quad (23)$$

где E есть величина электродвижущей силы в вольтах, t — длительность движения в секундах и Φ — пересеченный поток в максвеллах.

Легко понять факторы, определяющие направление ЭДСИ, а также величину ее.

Вообразим, как то было оговорено ранее, что в проводе имеются свободно перемещаемые положительные заряды (вместо перемещающихся на самом деле электронов).

Передвигая провод (рис. 42) налево, мы вместе с ним передвигаем при-
сущие ему в громадном числе положительные заряды. Но движущиеся заряды представляют собою ток. Таким образом, перемещение провода налево знаменует собою возникновение громадного числа микроскопических токов, текущих налево. По правилу левой руки магнитное поле, действуя на эти новоявленные микроскопические токи, оттесняет их вверх,

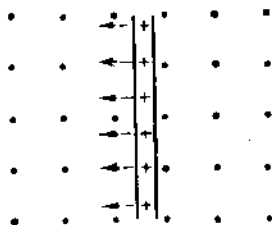


Рис. 42.

чем и обусловлен механизм „электродвижущей силы“, сдвигающей вверх заряды в проводнике, перемещающемся в магнитном поле налево. Применяя в данном случае правило левой руки, мы, однако, изменили назначение пальцев. Большой палец, долженствующий указывать направление сдвига провода, оказался указывающим направление электродвижущих сил в проводе. Тогда как, наоборот, остальные пальцы, совмещенные с направлением микроскопических токов, оказались указывающими направление перемещения провода. Для того чтобы пальцам придать привычное назначение, придется левую руку заменить правой. Таким образом, правило левой руки выродилось в зеркально симметричное правило правой руки.

Эта зеркальная симметрия находит себе энергетическое оправдание.

При перемещении провода налево в нем возникает ЭДСИ, направленная вверх. Если мы прижмем концы нашего подвижного провода к некоторому „внешнему сопротивлению“, то в цепи возникнет соответственно направленный ток. Но магнитное поле, воздействуя на этот вновь возникший ток, стремится сдвинуть его по правилу левой руки направо, т. е. в сторону, противоположную истинному перемещению.

Таким образом, благодаря воздействию магнитного поля на ток, порожденный движением провода поперек поля, возникают реакционные силы, тормозящие это движение. Работа преодоления этих тормозящих сил и является той работой, которая в данном случае превращается в электрическую энергию.

Из аналогичных соображений выводится и величина возбужденной ЭДСИ.

Действительно вспомним, что когда провод с током силой J абс-ампер, передвигается поперек потока, равного Φ максвеллов, то совершаемая работа W равна:

$$W = J\Phi \text{ эргов.}$$

Выразим теперь силу тока в амперах.

Если обозначим число ампер через J' , то имеем для работы, совершенной при пересечении потока Φ , выражение:

$$W = J' \Phi \cdot 0,1 \text{ эргов,}$$

или вспоминая, что 10^7 эргов есть джоуль, имеем

$$W = J' \Phi \cdot 10^{-8} \text{ джоулей.}$$

Если означенные Φ максвеллов пересекаются в 1 сек., то мощность энергии равна

$$J' \Phi \cdot 10^{-8} \text{ ватт.}$$

Представим теперь, что названная сила тока J' возникает в проводе под влиянием ЭДСИ, равной E вольт, явившейся следствием движения провода поперек поля.

Мощность этого индукционного тока, как и всякого иного, равна EJ' ватт, где E выражено в вольтах и J' в амперах.

Приравнявая обе мощности — полученную EJ' и затраченную $J'\Phi \cdot 10^{-8}$, имеем

$$EJ' = J'\Phi \cdot 10^{-8}$$

или, сокращая на J' ,

$$E = \Phi \cdot 10^{-8}.$$

Это и есть указанная нами ранее формула, дающая величину ЭДСИ. А именно: *величина возбужденной ЭДСИ в вольтах равна числу пересеченных проводов в 1 сек. максвеллов, деленному на 10^8 .*

Таким образом, мы овладели явлением индукции и в качественном, и в количественном отношениях.

Если мы имеем не отдельный отрезок провода, но замкнутый контур, то сохраняет силу ранее указанное соотношение между законами, формулированными для отрезка провода, и законами, сформулированными для замкнутого контура. Величина (в вольтах) ЭДСИ, возникшей в замкнутом контуре, определяется изменением за 1 сек. потока, пронизывающего контур, деленного на 10^8 , причем оказывается безразлично, каким путем произошло это изменение.

Отсюда вытекает общеизвестная обстановка, при которой чаще всего наблюдается возникновение индукционных токов.

В некоторый контур, замкнутый на электроизмерительный прибор, мы быстродвигаем магнит или помещаем соленоид, сила тока в котором резко изменяется. Всякое такое изменение потока индукции, пронизывающего данный контур, имеет последствием проявление индукционных токов в контуре.

Ясно, далее, что, если контур состоит не из одного, но из n витков, то и величина ЭДСИ возрастает в n раз.

Что касается направления индукционного тока в контуре, то оно определяется указанным ранее соображением: направление индукционного тока в контуре таково, что контур сопротивляется изменению, послужившему причиной возникновения тока. Допустим, например, что увеличение потока, пронизывающего контур, вызвано надвиганием контура на северный конец магнита. В контуре возникнет при этом ток, создающий встречное магнитное поле, которое отталкивает приближающийся полюс магнита. И так при приближении северного полюса магнита возникает ток, направленный таким образом, что в возникающем магнитном листке навстречу надвигающемуся магниту будет обращен северный полюс.

Наоборот, надвигание южного полюса вызовет в контуре появление встречного южного полюса.

Удаление полюсов вызовет появление на обращенной к магниту стороне контура разноименной полярности, своим притяжением препятствующей удалению внешнего полюса.

Четыре рисунка: 43а, 43б, 43с, 43д, изображают указанные соотношения.

Этот консервативный характер реакции индукционного тока на изменение магнитного потока, происходящее внутри контура, находит себе следующее общее выражение: *индукционный ток всегда имеет такое направление, что вызываемый им магнитный поток противодействует изменению внешнего потока, пронизывающего контур.*

Если внешний магнитный поток, пронизывающий контур, возрастает в своей интенсивности, то индуктированный ток имеет такое направление, которому отвечает магнитный поток, направленный навстречу внешнему (рис. 43а и 43б).

Наоборот, если поток, пронизывающий контур, убывает, то индуктированный ток получает такое направление, при котором создаваемый им магнитный поток совпадает с внешним потоком (рис. 43 с и 43 д).

Покажем теперь на ряде примеров, как применяются изложенные в предыдущем параграфе правила.

Пример 1. Провод, длиной в 30 см, перемещается со скоростью $2 \cdot 10^3$ см/сек поперек поля, интенсивность которого равна $5 \cdot 10^3$ гауссов. Вычислить ЭДСИ.

Решение. Провод, длиной в 30 см, перемещающийся со скоростью $2 \cdot 10^3$ см/сек, покрывает в 1 сек. площадь, равную $6 \cdot 10^4$ см². Полагая на 1 см² число линий равным $5 \cdot 10^3$, имеем число пересеченных в 1 сек. линий равным $3 \cdot 10^8$, что дает для ЭДСИ значение 3 вольта.

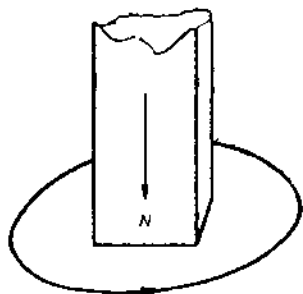


Рис. 43а.

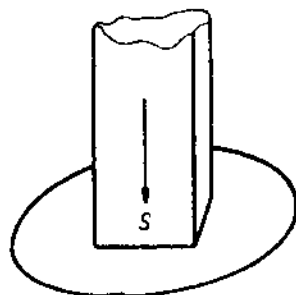


Рис. 43б.

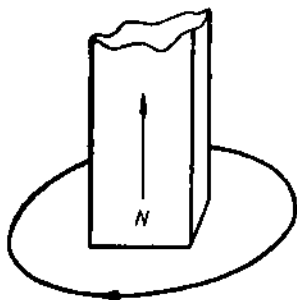


Рис. 43с.

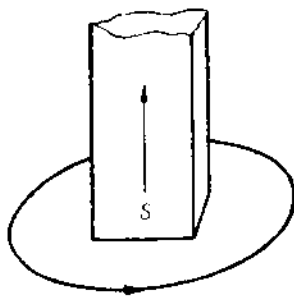


Рис. 43д.

Пример 2. Пусть означенный провод перемещается в направлении, отмеченном на рис. 44.

Определить направление ЭДСИ.

Решение. Вниз.

Пример 3. Плоская катушка, имеющая 50 витков, надвигается на магнит, в 10^4 максвеллов. Определить ЭДСИ, если это надвигание длится 0,1 сек.

Решение. В расчете на 1 сек. это дает 10^5 максвелл/сек, так что в одном витке нашей катушки возникает $10^5 \times 10^{-8} = 10^{-3}$ вольт. Так как число витков равно 50, то общая ЭДСИ равна $5 \cdot 10^{-2}$ вольта.

Пример 4. В однородном магнитном поле, имеющем интенсивность $B = 4000$ гауссов, лежит плоская катушка из 50 витков, окружающая площадь 100 см². Эта катушка переворачивается на 180° в течение 0,1 сек. Чему равна возбужденная ЭДСИ?

Решение. Площадь в 100 см² охватывает $4 \times 10^3 \times 10^2 = 4 \cdot 10^5$ максвеллов. Поворот на 180° дает изменение потока, равное двойному числу.

максвеллов, т. е. $8 \cdot 10$; поворот длится 0,1 сек. В расчете на 1 сек. это даст $8 \cdot 10$ максвелл/сек. Для одного витка это обуславливает ЭДСИ, равную $8 \cdot 10^{-2}$ вольт. Для 50 витков получаем 4 вольта.

Пример 5. Катушка (рис. 45), состоящая из 50 витков, надета на другую длинную прямую катушку, имеющую следующую характеристику.

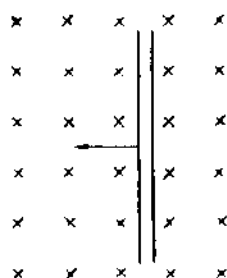


Рис. 44.

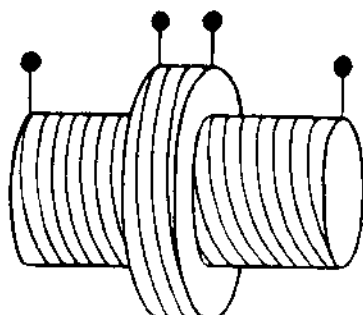


Рис. 45.

Ее длина $L = 60$ см, поперечное сечение $S = 50$ см², число витков равно 600. Сила тока в ней $J' = 20$ ампер.

Этот ток прерывается, причем процесс разрыва длится 0,01 сек. Спрашивается: чему равна возбужденная во вторичной катушке ЭДСИ?

Решение. Соленоид с воздушной средой создает магнитное поле с напряженностью H , определяемой формулой

$H = 1,26 J' n$, где n есть число витков на 1 см катушки, а J' — сила тока в амперах. В нашем случае $n = \frac{600}{60} = 10$. Имеем

$$H = 1,26 \times 20 \times 10 = 2,52 \cdot 10^2 \text{ эрстедтов,}$$

$$B = 2,52 \cdot 10^2 \text{ гауссов.}$$

При площади $S = 50$ см² имеем поток

$$2,52 \cdot 10^2 \times 50 = 12,6 \cdot 10^3 \text{ максвеллов.}$$

Так как катушка теряет этот поток в 0,01 сек., то в одном витке возбуждается ЭДСИ, равная

$$\frac{12,6 \cdot 10^3}{10^{-2} \cdot 10^8} = 12,6 \cdot 10^{-8} \text{ вольт.}$$

Для 50 витков имеем ЭДСИ, в 50 раз большую, т. е. $6,3 \cdot 10^{-1}$ вольта.

Пример 6. Контур расположен в плоскости чертежа (рис. 46). В него в некоторый момент проникает некоторый магнитный поток, направленный к читателю.

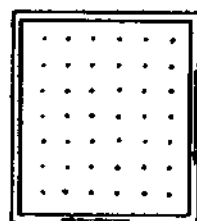


Рис. 46.

Определить направление индукционного тока.

Решение. Вторичное поле должно быть направлено в обратную сторону, т. е. от читателя. Индуцируемый ток должен течь по часовой стрелке.

Пример 7. Сквозь контур, расположенный в плоскости чертежа, прони-

кает поток, направленный от читателя. Этот поток начинает убывать. Каково направление возбужденной ЭДС?

Решение. По часовой стрелке.

§ 21. Роль железа в электромагнитных явлениях.

Уже из энергетического вывода явлений индукции ясно, что в отношении этого явления эффект определяется не потоком сил (с напряженностью H), а потоком индукции (с интенсивностью B).

В самом деле, вывод был основан на том, что мы приравниваем работу передвижения провода с током поперек магнитного поля, с одной стороны, и энергию образованного таким путем тока — с другой. А мы видели, что первая (работа продвижения) определяется вектором B , а не вектором H .

Таким образом, в отношении явления индукции решающая роль принадлежит потоку индукции, чем и определяется его название.

Вместе с тем явление индукции дает нам возможность определить величину μ для твердых тел, по отношению к которым метод определения ее на основании опыта с перемещением провода был невозможен.

Выполним следующий опыт: возьмем настолько длинный соленоид, чтобы размагничивающие свойства его концов не сказывались.

Напряженность H магнитного поля в нем, если полость его заполнена воздухом, равна, как показано в § 16:

$$H = 4\pi nJ.$$

Если мы теперь заполним эту полость раствором хлористого железа, имеющим магнитную проницаемость μ , то, как показывает теория и наблюдение, — величина напряженности H при этом не изменится.

Что касается явления индукции, то вместе с возрастанием потока B , равного μH , усилится и явление индукции, что можно обнаружить следующим образом.

Поверх соленоида наложим „вторичную“ катушку, соединенную с гальванометром. Если внезапно прервать ток в первичной катушке, т. е. в соленоиде, то вместе с тем исчезнет и создаваемый им поток.

Этот поток индукции Φ , имеющий интенсивность B , равен βS , где S — сечение соленоида.

Но исчезновение из вторичной катушки потока Φ вызывает появление в ней индукционного тока. Если считать, что поток Φ ослабевал равномерно, то сила этого тока, будучи пропорциональна скорости исчезновения потока индукции Φ , определится формулой

$$J = k \frac{\Phi}{t},$$

где k есть некоторый множитель пропорциональности, а t есть короткий промежуток времени, в течение которого ослабевал поток.

Общее количество электричества q , протекшее при этом по вторичной катушке, очевидно, равно $Jt = k\Phi$, т. е. пропорционально числу максвеллов, и не зависит от времени t .

Для измерения таких кратковременно текущих количеств электричества служат особого рода гальванометры, так называемые баллистические, обладающие медленно качающейся тяжелой рамкой. Отклонение рамки пропорционально количеству протекшего электричества, т. е. пропорционально потоку Φ .

Теперь заменим хлористое железо внутри соленоида „сердечником“ из мягкого железа.

Мы не можем более проверить, осталось ли неизменным напряжение H внутри железа, но заключаем о его неизменности на основании прежнего опыта и теоретического рассуждения.

Вместе с тем опыт показывает, что при внезапном разрыве тока в соленоиде баллистический отброс теперь (при железном сердечнике) стал во много (тысячи) раз больше, чем был при отсутствии железного сердечника.

Таким образом, теперь интенсивность потока индукции превышает напряжение H во много (тысячи) раз.

$$B = \mu H, \quad (24)$$

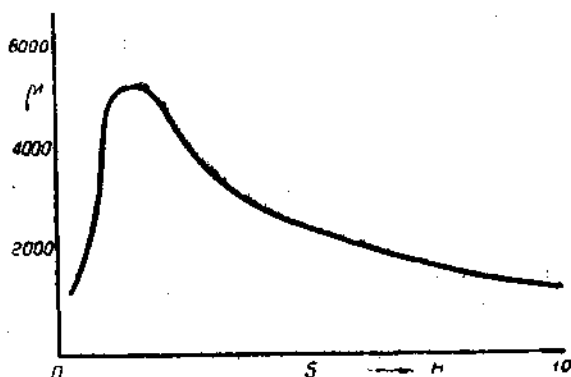


Рис. 47.

где μ есть магнитная проницаемость железа, равная сотням и даже тысячам.

Магнитная проницаемость μ не есть величина неизменная. Поэтому между интенсивностью B потока индукции и напряженностью H нет простой линейной зависимости, так как множитель μ в выражении $B = \mu H$ есть величина изменяющаяся.

По мере нарастания H величина μ сначала возрастает, переходит через максимум и затем начинает уменьшаться. Кривая на рис. 47 и — в другом масштабе — на рис. 48 изображает изменение μ в зависимости от роста H (см. таблицу 3, дающую значения μ для шведского железа).

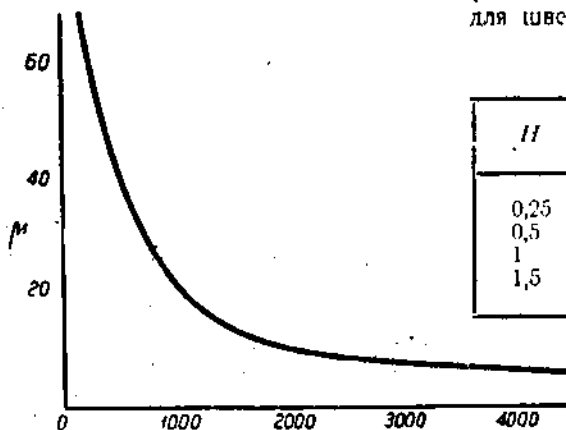


Рис. 48.

Таблица 3

H	μ	H	μ
0,25	1200	5	2580
0,5	1800	50	340
1	5000	500	52
1,5	5300	5000	5

При растущих значениях H уменьшение μ идет столь быстро, что, несмотря на рост H , произведение μH возрастает крайне медленно (табл. 4). Мы говорим тогда, что железо намагничено до насыщения, и дальнейшее усиление намагничивающего тока уже бес-
..

.. сильно вызвать дальнейшее заметное возрастание интенсивности потока индукции.

Таким образом, желая вычислить B , мы должны узнать сначала, чему равно H и по таблицам найти соответствующее значение для μ .

Таблица 4

H	μ	B
1000	22,1	22100
2000	11,6	23200
3000	8,1	24200

Пример. Найти значение B для $H = 50$ эрстедтов. В таблице находим, что при $H = 50$ величина $\mu = 340$. Отсюда $B = 50 \times 340 = 17\,000$ гауссов.

Но, кроме этой зависимости μ от величины напряжения H , явление чрезмерно осложняется тем, что величина потока индукции зависит еще и от предварительной истории железа.

Мы знаем, что железу, а в особенности стали, свойственно явление остаточного намагничивания. А именно стальной сердечник, введенный внутрь намагничивающей катушки, сохраняет свои магнитные свойства и после того, как

намагничивающий ток упал до нуля. Такой намагниченный сердечник обладает, следовательно, магнитным потоком определенной интенсивности B , даже при отсутствии напряжения H внутри катушки.

Изобразим сказанное на чертеже.

По оси абсцисс отложим напряжение поля внутри катушки пропорциональное силе намагничивающего тока. По оси ординат отложим величину интенсивности потока индукции B . Намагниченная до насыщения, придав намагничивающему напряжению направление, изображаемое на нашей диаграмме отрицательной асцией.

При падении намагничивающего напряжения до нуля в сердечнике останется отрицательный

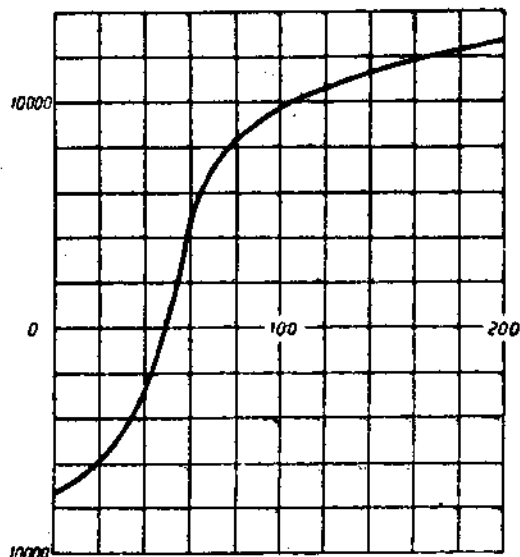


Рис. 49.

поток, имеющий интенсивность — 7200 гауссов, что изображено на рис. 49 отрицательной ординатой.

Создавая в катушке растущее положительное напряжение, мы постепенно размагничиваем стержень. Когда H делается равным $+50$ эрстедтов стержень размагничен и интенсивность потока индукции поднимается до

С этого момента дальнейшее усиление напряжения H связано с быстрым возрастанием положительной ординаты B . Однако при напряжении H около 100 эрстедтов наблюдается замедление в дальнейшем росте B . Мы приближаемся к стадии насыщения. При $H = 200$ эрстедтов интенсивность B становится равной 12500, лишь медленно возрастаая при дальнейшем усилении напряжения H .

Если мы теперь пойдем назад, ослабляя напряжение H , то кривая, характеризующая интенсивность B , не пойдет по прежнему пути, так как

теперь в стали возникло положительное остаточное намагничивание. Когда напряжение H упадет до 0, в стержне останется магнитный поток с интенсивностью B , равной $+7200$ гауссов. Продельвая те же операции по отношению к отрицательно направленному току, мы получаем замкнутую фигуру, изображенную на рис. 50.

Создавая попеременно положительное и отрицательное намагничивание (циклическое намагничивание), мы проходим кривую, изображенную на рис. 50.

Явление остаточного намагничивания именуется гистерезис. Изображенная на рис. 50 кривая называется кривой или петлей гистерезиса.

Приведенный нами пример гистеретической петли выбран преднамеренно с ярко выраженным явлением гистерезиса. Если вместо закаленной стали

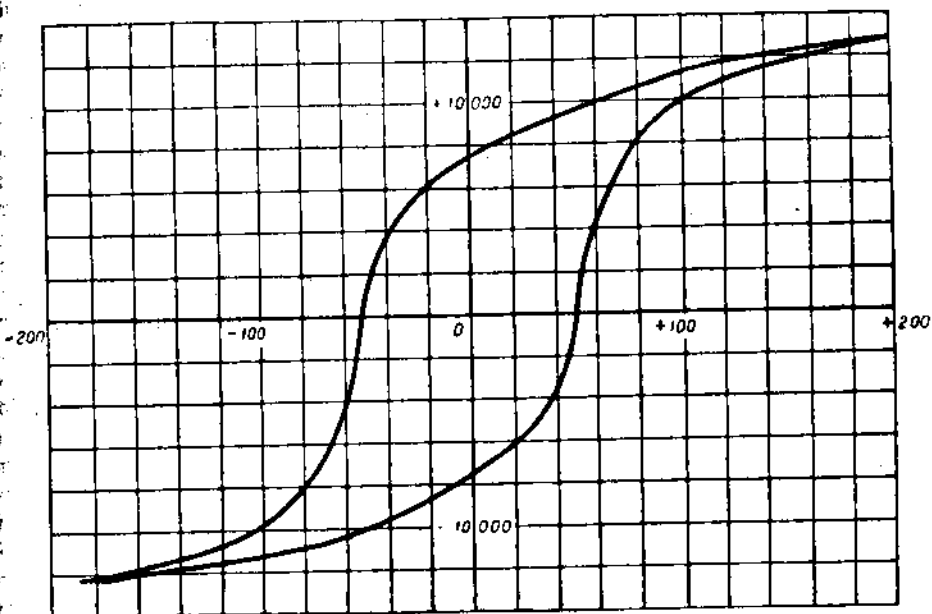


Рис. 50.

мы возьмем отожженное мягкое железо, то петля гистерезиса очень сильно сузится (рис. 51).

Так, намагниченное до насыщения железо теряет свой остаточный магнетизм при противоположном намагничивании, вмещающем напряжение 0,4 эрстедта (вместо 50 эрстедтов предыдущего примера), так что петля гистерезиса резко сжимается.

Не трудно понять основную природу гистерезиса, хотя полный анализ его представляет громадные трудности.

Предполагается, что в стали имеются частицы (атомы), окруженные вихрями электронных токов. Когда сталь помещена в магнитное поле, то эти элементарные токи располагаются по законам, определяющим ориентировку контура в магнитном поле, т. е. перпендикулярно к линиям сил. Поворот этих токов совершается с некоторым затруднением, но после того, как он совершился, система приобретает известную устойчивость, так что раз приобретенные магнитные свойства не исчезают даже после исчезно-

вения силы H . Таким образом магнитные свойства стали не представляю собой явления, впервые возникающего при помещении стали в магнитное поле. Эти свойства присущи были стали в ненамагниченном состоянии, но в скрытой форме, благодаря беспорядочности ориентации всех отдельных молекулярных электрических вихрей.

Когда магнитное поле повернет все электрические вихри, бывшие в стали, то сталь намагнитится до насыщения, и дальнейшая роль стали, как усилителя потока индукции, исчерпана. Иными словами, ее магнитная проницаемость упала до единицы.

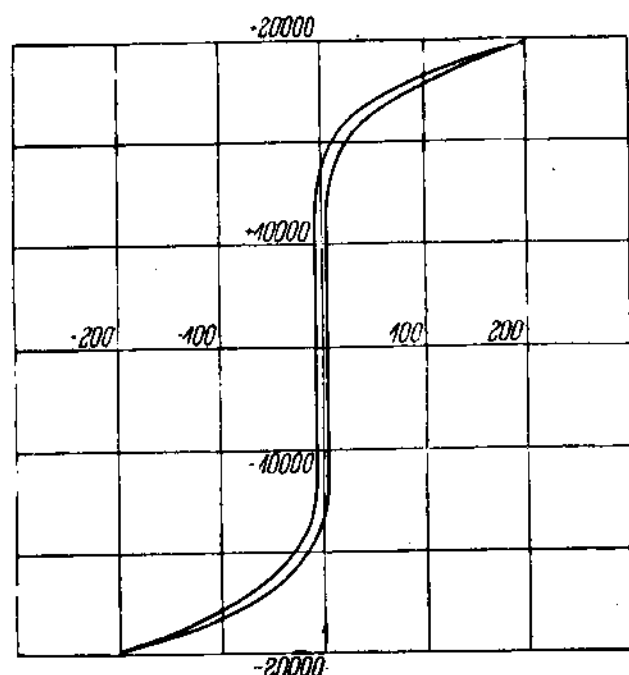


Рис. 51.

§ 22. Электромагнит

Рассмотренные ранее соотношения имеют силу для внутренней части соленоида.

Теперь рассмотрим, что будет наблюдаться на конце железного сердечника в том месте, где магнитный поток вырывается из железа.

Для простоты рассмотрим случай, когда поток этот мало рассеивается в окружающем пространстве. Для этого возьмем настолько длинный соленоид, чтобы размагничивающими силами его концов можно было пренебречь, и согнем его, образовав почти замкнутое кольцо (так называемый тор), с ничтожно малым воздушным промежутком. Пусть левый край воздушного промежутка является северным концом соленоида, а правый — южным (рис. 52).

Магнитный поток, вырываясь из северного полюса, вторгается в южный, лишь несколько расширяясь в воздушном промежутке.

В месте разрыва, где нет железа, двойственность потоков (H и B), имевшая место внутри соленоида, исчезает, и мы имеем здесь единый поток, для которого B и H тождественны.

Возникает вопрос: каков будет этот поток в воздушном промежутке? Будет ли он иметь плотность, равную плотности H потока сил в сердечнике соленоида, или же плотность его совпадет с плотностью B потока индукции в том же сердечнике?

Опыт показывает, что имеет место второе соотношение.

Поток в воздушном промежутке имеет плотность, равную плотности B потока индукции внутри соленоида.

Действительно концевые поверхности железа, где помечены полюсы N и S , прибавляют свое влияние и создают общий поток, равный по плотности B .

Таким образом поток индукции пронизывает все кольцо вместе с разрывом без изменения общего числа линий, лишь слегка расширяясь.

Явления индукции обнаруживают почти одинаковую интенсивность во всех частях нашего кольца. Явления эти при наличии сердечника в μ раз интенсивнее, чем при отсутствии его.

Итак плотность потока H в железе в μ раз меньше плотности потока индукции B и численно равна тому напряжению H , которое возникло бы в торе при отсутствии железа.

В воздушном промежутке магнитное напряжение в μ раз превышает то, которое было бы без сердечника.

Для расчета магнитных полей в воздушных промежутках прибегают к следующему приему.

Вернемся еще раз к магнитному потоку Φ , устанавливающемуся в торе, покрытом равномерной обмоткой.

Как выяснено на стр. 34, напряжение H поля в торе равно

$$H = 4\pi J \frac{N}{L} \text{ эрстедтов,}$$

где N есть число витков, L — длина осевой линии тора, J — сила тока в абс-амперах.

При отсутствии сердечника это даст поток Φ :

$$\Phi = 4\pi J \frac{N}{L} S \text{ максвеллов,}$$

где S есть поперечное сечение тора.

Если полость тора сплошь заполнена железом, имеющим проницаемость μ , то это повышает поток Φ в μ раз и мы имеем

$$\Phi = 4\pi J \mu \frac{N}{L} \cdot S. \quad (25')$$

Придадим этой формуле такой вид:

$$\Phi = \frac{4\pi NJ}{\frac{L}{S\mu}}. \quad (25)$$

Если мы, по аналогии с током, назовем величину $4\pi NJ$ „магнито-движущей силой“, а $\frac{L}{S\mu}$ — „сопротивлением“, то у нас получится закономерность, внешне напоминающая закон Ома.

Представим поток индукции в виде некоторой магнитной струи, напоминающий ток. Величина $4\pi NJ$ символизирует при этом причину, вызывающую течение этого потока, тогда как $\frac{L}{S\mu}$ играет роль сопротивления R .

Замечательно, что сопротивление R , подобно омическому, пропорционально длине потока L , обратно пропорционально сечению S и зависит от μ , играющего роль как бы коэффициента, характеризующего проницаемость среды для магнитной струи.

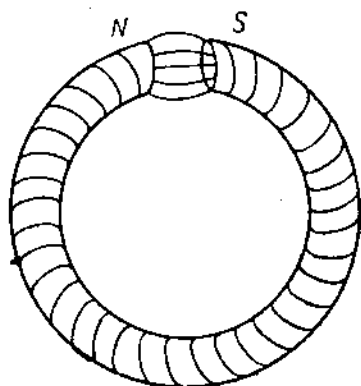


Рис. 52.

Если магнитодвижущую силу обозначим через E , то имеем, в полном соответствии с законом Ома,

$$\Phi = \frac{E}{R} \quad (26)$$

или

$$E = \Phi R.$$

Заметим, что величина NJ , входящая в выражение для E , есть произведение силы тока в абс-амперах на число витков N .

Обычно силу тока J выражают не в абс-амперах, а в амперах. В таком случае вместо 4π пишем $0,1 \times 4\pi = 1,26$ и получаем

$$E = 1,26 JN. \quad (26')$$

Произведение JN именуется ампер-витками.

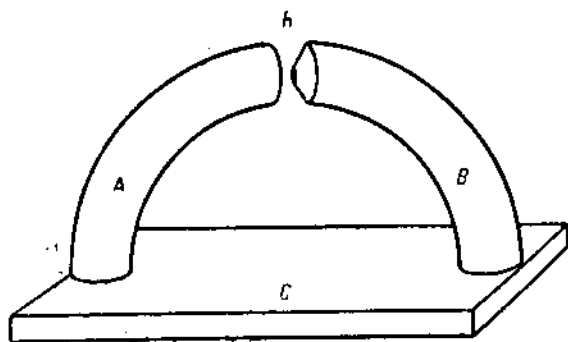


Рис. 53.

Мы имеем

$$4\pi NJ = \Phi \left(\frac{L_1}{\mu_1 S} + \frac{L_2}{\mu_2 S} + \dots + \frac{L_n}{\mu_n S} \right), \quad (27)$$

где S — поперечное сечение (всех кусков), $L_1, L_2, L_3, \dots$ — длины этих кусков и $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \dots$ — их проницаемости.

Последняя формула имеет особенно широкое приложение к случаю, аналогичному с разобранным на стр. 53, т. е. к случаю тора, имеющего воздушный промежуток.

Обозначим сечение тора через S . Таково же (приблизительно) и сечение потока в воздушном промежутке. Магнитную проницаемость сердечника обозначим через μ . Магнитная проницаемость воздуха равна единице. Применяя формулу (27), имеем:

$$4\pi NJ = \Phi \left(\frac{L_1}{\mu S} + \frac{L_2}{S} \right),$$

где L_2 есть длина воздушного промежутка.

Современные мощные электромагниты строятся в соответствии с описанными выше принципами. Из массивного железа, с достаточно большим поперечным сечением, строится почти замкнутое кольцо или полукольцо (рис. 53). На сердечники A и B надевается медная обмотка с таким расчетом, чтобы создать в полукольце ABC , по возможности, мощный поток индукции B .

Этот поток, обнажаясь в воздушном промежутке h , создает здесь очень значительное магнитное напряжение, H . Необходимо только, чтобы поток

магнитных сил возможно менее „рассеивался“ в окружающем пространстве. Это достигается соответственным выбором полюсных наконечников. В таких электромагнитах удается достигнуть полей, напряженностью до 50 000 эрстедтов и даже более.

Внешний вид подобного полукольцевого электромагнита изображен на рис. 54.

§ 23. Электроизмерительные приборы.

Важным разделом приборов, основанных на электродинамических действиях, являются электроизмерительные приборы, из которых мы здесь опишем три главные типа:

1) амперметры — приборы для измерения силы тока;
2) вольтметры — приборы, измеряющие разность потенциалов;

3) ваттметры — приборы, измеряющие энергию тока.

Амперметры, в свою очередь, в зависимости от того, предназначаются ли они для измерения очень слабых, достаточно слабых или сильных токов, разделяются на гальванометры, миллиамперметры и амперметры.

Наконец, устройство их различно в зависимости от того, предназначаются ли они для измерения токов постоянных или переменных.

Опишем сначала приборы, служащие для измерения постоянных токов.

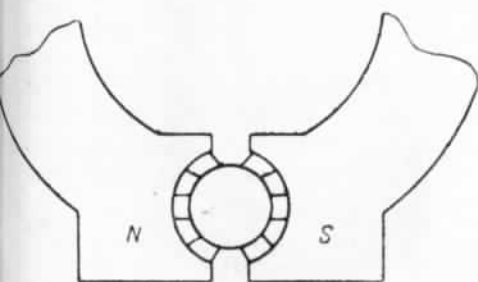


Рис. 55.

Гальванометр постоянного тока. В основе устройство его таково. Имеется подковообразный сильный стальной магнит, в полюсных наконечни-



Рис. 56.

ках которого сделаны цилиндрические выемки (рис. 55). В центре полуцилиндрической полости помещен неподвижный цилиндр из сплошного железа, благодаря чему в образовавшемся кольцевом пространстве возникает почти равномерное магнитное поле большой интенсивности. В этом кольцевом пространстве подвешивается плоская проволочная рамка, объемлющая внутренний цилиндр (рис. 56). Эта же рамка изображена отдельно на рис. 57 и в подвешенном виде — на рис. 58.

Рамка подвешивается из тонкой бронзовой ленте. Кроме того, две очень

тонкие серебряные ленточки b и b служат для привода тока к рамке и отвода его.

Когда по рамке течет ток, то она стремится повернуться на подвесе так, чтобы северной своей стороной стать против южного полюса магнита. Этому повороту препятствует упругость подвесной бронзовой ленты и, отчасти, упругость серебряных подводов. Чем сильнее ток, тем на больший угол поворачивается рамка.

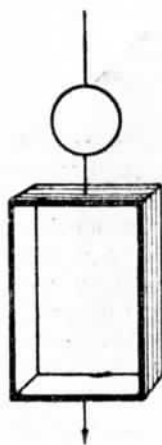


Рис. 57.

За углом поворота следят, наблюдая в зеркальце, приделанное к рамке, изображение какого-нибудь светового сигнала. При малейшем повороте зеркала перемещается изображение сигнала.

Эти приборы обладают громадной чувствительностью и могут измерять токи силой в несколько биллионных долей ампера.

Чувствительность их, понятно, тем больше, чем больше витков несет обмотка рамки. С другой стороны, вместе с возрастанием числа витков, растет сопротивление рамки, так что чувстви-

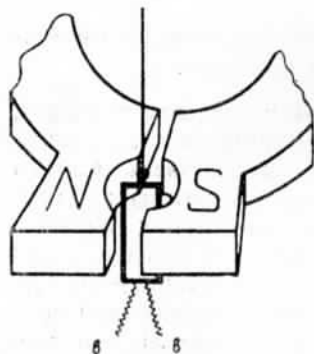


Рис. 58.

тельность повышается за счет сопротивления. Общий вид гальванометра изображен на рис. 59.

Промежуточное положение занимают миллиамперметры, т. е. приборы, приспособленные для измерения тысячных долей ампера. Они являются

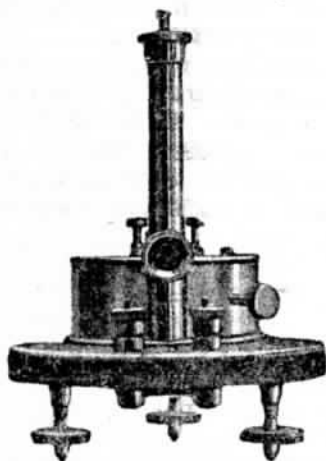


Рис. 59.

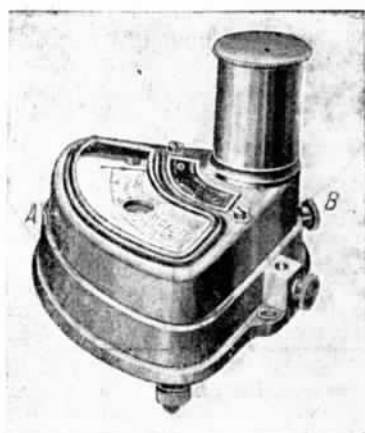


Рис. 60.

„стрелочными“ приборами, т. е. инструментами, где отклонение рамки определяется показанием стрелки, приделанной к рамке.

Более чувствительные миллиамперметры имеют подвесную рамку, т. е. рамка, как и в вышеописанном случае, висит на бронзовой ленте (рис. 60). Здесь изображен такой гальванометр, у которого подвесная лента помещена в колонке.

В менее чувствительных приборах рамка укреплена на подшипниках (рис. 61). Общий вид инструмента дан на рис. 62.

Нулевое положение рамки стабилизируется двумя спиральными пружинами, напоминающими волосок карманных часов (рис. 61) и служащими в то же время подводами тока. Эти последние приборы пользуются широким распространением в технике, так как являются универсальными.

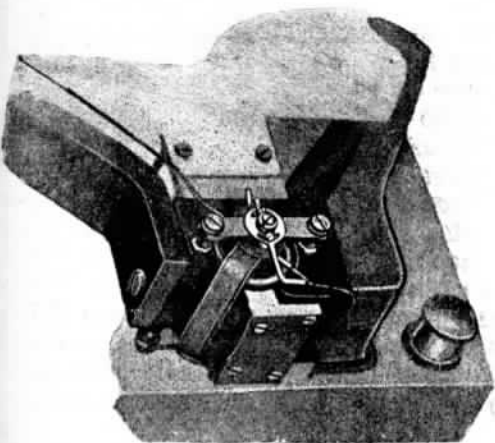


Рис. 61.



Рис. 62.

Обычно самый миллиамперметр имеет сопротивление 10 омов (сименс) и выдерживает токи не свыше 0,0045 ампер.

Желая использовать инструмент для измерения сильных токов, поступают так.

Непосредственно в линию, по которой течет ток, подлежащий измерению, включается шунт, т. е. пластинка, имеющая небольшое, строго подобранное сопротивление. Миллиамперметр присоединяется в ответвление к шунту, как это изображено на рис. 9 (§ 6). Главная часть тока устремляется в шунт. В миллиамперметр вступает ток, сила которого во столько раз меньше силы тока, текущего по шунту, во сколько раз сопротивление шунта меньше сопротивления миллиамперметра. Подобная задача разрешена нами на стр. 20.

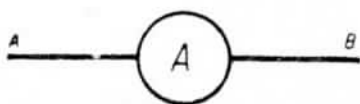


Рис. 63.

К данному миллиамперметру прилагается обычно целый комплект шунтов, позволяющих использовать этот инструмент для измерения любых токов, начиная от долей миллиампера до сотен ампер.

Благодаря применению подобной схемы, т. е. сочетанию чувствительного инструмента с шунтом, достигается основное требование, предъявляемое амперметру. Для измерения тока, текущего в линии, надо эту линию разрезать и пропустить ток через измеритель (рис. 63). Необходимо, чтобы измеритель обладал при этом малым сопротивлением, так как в противном случае он своим присутствием будет ослаблять силу тока, текущего в цепи. Как мы видели из примера 2-го, § 6 (стр. 20), шунт обладает весьма незначительным сопротивлением и тем меньшим, чем для более сильного тока он назначен.

Таким образом эта комбинация вполне удовлетворяет основному требованию, предъявляемому к амперметрам.

Вольтметр есть инструмент, назначаемый для измерения разности потенциалов двух точек.

Для этого он приключается непосредственно к этим двум точкам *A* и *B* (рис. 64). Сила тока, текущего в инструмент, очевидно, пропорциональна разности потенциалов этих концевых точек. Измеряя эту силу тока, мы тем самым измеряем разность потенциалов точек *A* и *B*. Устройство этого прибора вполне сходно с устройством миллиамперметра. Но требования, предъявляемые к вольтметру, как раз противоположны тем, которые мы предъявляем к амперметрам. Вольтметр *V* включается в „параллель“ к главной линии *ACB*.

Если бы его сопротивление было мало, то сила ответвленного тока была бы очень велика, что представлялось бы невыгодным, так как обуславливало бы значительную потерю энергии. Поэтому вольтметр должен обладать возможно большим сопротивлением и возможно большей чувствительностью, чтобы, несмотря на слабость текущего в него тока, давать достаточные показания.

Его техническое устройство вполне совпадает с устройством миллиамперметра. Но к нему присоединяется большое „предварительное“ сопротивление.

Так, напр., если мы хотим миллиамперметр Сименса, дающий отклонение на полную шкалу при 0,0045 ампера, использовать как вольтметр для измерения разности потенциалов в 150 вольт, мы должны к его 10 омам еще приключить 33333,3... ома.

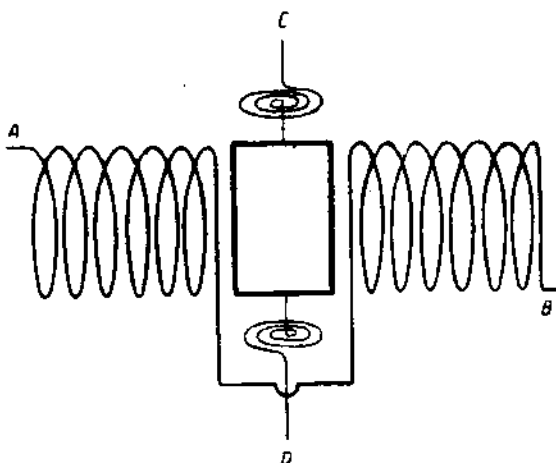


Рис. 65.

(рис. 65) намагничивающая катушка включается в главную линию по принципу амперметра так, что создаваемое ею магнитное поле пропорционально силе текущего по линии тока.

Поворотная рамка приключается своими конечными точками *C* и *D* в ответвление к конечным точкам цепи наподобие вольтметра так, что сила текущего по ней тока пропорциональна разности потенциалов цепи.

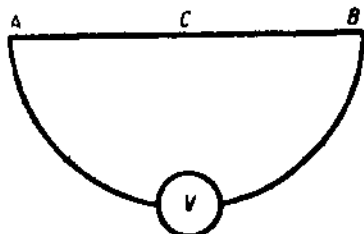


Рис. 64.

Ваттметр есть прибор, назначаемый для измерения мощности электрического тока. Вспомним, что мощность тока измеряется произведением силы тока *I* на разность потенциалов *V*.

Ваттметр устроен так: подвижная рамка наподобие той, какая имеется в миллиамперметре, устанавливается в магнитном поле, создаваемом катушкой без железного сердечника. Своими конечными точками *A* и *B*

Ваттметр устроен так: подвижная рамка наподобие той, какая имеется в миллиамперметре, устанавливается в магнитном поле, создаваемом катушкой без железного сердечника. Своими конечными точками *A* и *B*

Понятно, что намагничивающая катушка, включаемая как амперметр, должна обладать малым сопротивлением. Поворотная рамка, включаемая как вольтметр, обладает большим сопротивлением.

Отклонение подвижной рамки, естественно, пропорционально произведению токов, текущих в обеих катушках, т. е. пропорционально произведению силы тока цепи I на разность потенциалов V ее конечных точек. Иными словами, отклонение пропорционально мощности тока. Отсюда наименование прибора — ваттметр.

Приборы описанного выше типа превосходно разрешают вопрос об измерении силы, разности потенциалов и мощности постоянного тока. Но первые два не пригодны для измерения токов переменных.

Переменными токами мы называем такие, которые периодически изменяют свое направление на противоположное. Обычный переменный ток делает это 100 раз в 1 сек. Такой переменный ток, циркулируя по рамке амперметра, помещенной в постоянном магнитном поле, заставил бы ее отклоняться то в одну, то в другую сторону, так что рамка не показала бы никакого определенного постоянного отклонения.

В последнее время для измерения переменного тока стали довольно широко применяться так называемые электродинамические инструменты, которые построены сходно с ваттметрами. Разница следующая. Один

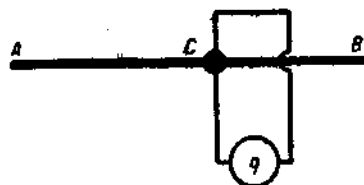


Рис. 66.

и тот же измеряемый ток протекает последовательно и по поворотной рамке и по катушке, создающей магнитное поле. Так как ток изменяет свое направление одновременно как в намагничивающей катушке, так и в поворотной рамке, то отклонение рамки сохраняет неизменное направление, несмотря на изменение направления в ней тока.

Приборы, применяемые для измерения сильных технических токов, строятся по этому принципу довольно давно. Но изготовление миллиамперметров этого типа началось только недавно.

К сожалению, вопрос об измерениях переменного тока разрешен далеко не с той степенью совершенства, как то сделано, благодаря рамочному гальванометру, в отношении тока постоянного. Самая пестрота приемов, применяемых для измерения переменного тока, свидетельствует о неудовлетворительности имеющихся решений.

Кроме описанного электродинамического типа, применяются довольно широко приборы, основанные на втяжении железного сердечника внутрь намагничивающей катушки.

Очень распространены также приборы, в которых о силе электрического тока судят по нагреву проволоки, несущей ток.

Этот последний прием применяется двояко:

- 1) можно измерять температуру нагреваемой проволоки, что удобнее всего достигается при помощи термоэлемента;
- 2) измеряется при помощи особого указателя удлинение проволоки, которое испытывает нагреваемая проволока.

Первый прием осуществляется в такой схеме.

Устраивается так называемый „термокрест“, т. е. к проволоке АВ (рис. 66), нагреваемой током, присоединяется один из спаев (С) термоэлектрической пары. Вторые концы термопары присоединяются к чувствительному мил-

лиамперметру постоянного тока G , измеряющему нагрев горячего спая, вызываемый протекающим по проволоке током.

Понятно, что шкала миллиамперметра градуируется при этом так, что ее деления дают прямо силу переменного тока, текущего в главной линии, в амперах или миллиамперах, если прибор обладает достаточной чувствительностью.

Второй принцип обычно применяется в таком виде.

Измеряемый ток течет по прямолинейно натянутой проволоке ACB (ср. рис. 67). К средней части ее C присоединена проволочка CDG , закрепленная внизу. В точке D к этой проволочке прикреплена шелковинка DES , оттягиваемая влево пружиной F и охватывающая блок E . Когда проволока ACB нагревается и удлиняется, то проволочка CDG ослабевает и шелковинка DES перемещается влево, вращая при этом блок E . Стрелка, соединенная с блоком, показывает угол поворота блока. Шкала градуируется в амперах.

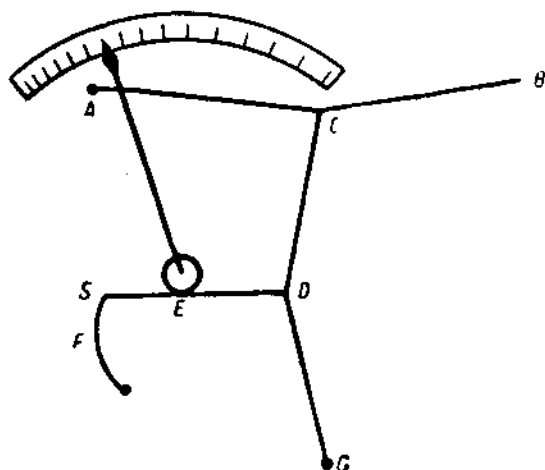


Рис. 67.

Как мы увидим далее, нагревательные действия тока являются подлинным выражением того, что мы называем действующей или эффективной силой тока. В этом смысле тепловые приборы превосходят остальные, так как они показывают подлинную эффективную силу тока, независимо от того, с каким током мы имеем дело: постоянным, переменным, прерывистым и т. д.

К недостаткам тепловых инструментов надо причислить: 1) их большую непрочность: они работают на пределе и легко перегорают; 2) стрелка их очень медленно достигает своего предельного положения; 3) шкала их очень неравномерна: показания начинают быстро возрастать лишь при значительном нагреве, так что прибор, назначаемый для измерения силы токов до 5 ампер, с трудом чувствует токи силою в 0,5 ампера.

§ 24. Некоторые другие электрические измерения.

Воспользуемся сообщенным материалом для описания некоторых других наиболее важных измерительных схем.

Измерение сопротивлений проще всего выполняется применением двух приборов: вольтметра и амперметра.

Испытуемое сопротивление R включается в линию, сила тока которой определяется хорошим амперметром. Пусть напр. $I = 5,75$ ампера. Вольтметром определим разность потенциалов концевых точек измеряемого сопротивления. Пусть она равна 12,83 вольта. Тогда сопротивление R будет равно:

$$R = \frac{12,83}{5,75} = 2,23 \text{ ома.}$$

Следует при этом соблюсти одну меру предосторожности: вольтметр V приключается к точкам B и C , а не к D и C (рис. 68), так как в последнем случае амперметр A измерял бы не только силу тока, текущего в сопротивлении R , но и ток, текущий в вольтметре. Правда — в рекомендуемой схеме мы измеряем разность потенциалов не на концах сопротивления R , но у сопротивления $R + \rho$, где ρ есть сопротивление амперметра.

Но последнее обычно очень мало, и, кроме того, известно и легко учитывается.

Прием этот, при наличии хороших приборов, дает очень точные результаты. Но еще более точным является метод определения сопротивления при помощи мостика Витстона, который состоит в следующем.

Измеряемое сопротивление x включается последовательно с некоторым известным сопротивлением R , имеющим величину, приблизительно равную сопротивлению x .

Точкам A и B (рис. 69) сообщается разность потенциалов V . Для простоты положим $V_B = 0$ и $V_A = V$.

Тогда потенциал V_C точки C определяется из соотношения:

$$\frac{V_C}{V} = \frac{R}{x + R}.$$

Заменим эту пропорцию производной (отношение разности членов пропорции к предыдущему члену):

$$\frac{x}{R} = \frac{V - V_C}{V_C}.$$

Вторая часть уравнения легко может быть определена из следующих соображений. К точкам A и B , в параллель с линией ACB , приключим очень равномерную проволоку ADB , имеющую длину L (рис. 70). Потенциал на проводе BDA равномерно подымается от $V_B = 0$ до $V_A = V$, проходя все промежуточные значения. Потенциал V_D некоторой точки D , удаленной от B на расстояние l , очевидно, равен $V_D = \frac{V}{L} \cdot l$.

Изменяя длину l , мы можем произвольно изменять величину потенциала V_D в интервале от 0 до V и должным подбором длины l можем сделать его равным V_C .

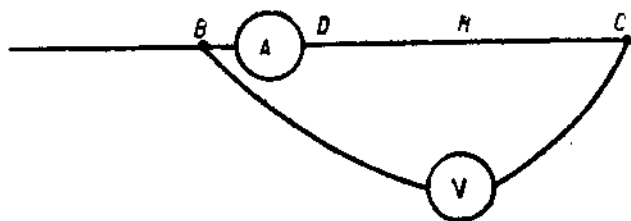


Рис. 68.

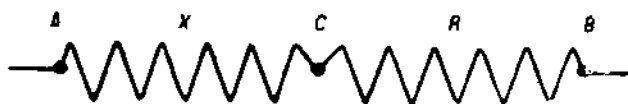


Рис. 69.

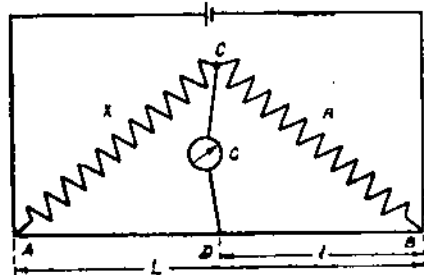


Рис. 70.

В этот момент имеет место соотношение

$$V_C = V_D = \frac{V}{L} \cdot l.$$

Подставляя получаемое значение для V_C в полученную выше пропорцию, имеем после сокращения:

$$\frac{x}{R} = \frac{L-l}{l}. \quad (28)$$

Итак для определения значения x надо найти величину отрезка l .

Это достигается так: между точкой C и точкой D вводим „мост“ CGD , заключающий гальванометр G . Если потенциалы точек C и D равны, то в гальванометре не будет тока. Перемещая точку D по проволоке, мы всегда можем подобрать такое положение, при котором ток в гальванометре упадет до 0. В этот момент соблюдено требование $V_C = V_D$ и имеет место пропорция

$$\frac{x}{R} = \frac{L-l}{l}.$$

Рекомендуемый прием принадлежит к числу „нулевых“ методов, т. е. приемов, когда измеряющий инструмент (гальванометр) показывает отсутствие тока, т. е. когда осуществлено некоторое равновесие между сравниваемыми величинами.

Все нулевые методы обладают высокой чувствительностью и надежностью. Они пользуются в физической измерительной практике большим распространением.

К этой же категории нулевых методов относится потенциометрическое определение электродвижущих сил. Предположим, что мы желаем определить ЭДС некоторого элемента E_1 . Напоминаем, что ЭДС равна разности потенциалов, возникающей на зажимах разомкнутого генератора,

т. е. генератора в условии отсутствия тока в нем.

Для этого поступают так: к некоторой проволоке AB прилагаем разность потенциалов $V - 0$ (рис. 71), вследствие чего в проводе возникает падение потенциала.

Испытуемый генератор с его ЭДС, равной E_1 , включаем в боковую ветвь с таким расчетом, чтобы порождаемый

им в боковой цепи ток имел стремление течь навстречу току, возникающему в боковой цепи вследствие падения потенциала вдоль провода L . При этом E_1 должно быть меньше V .

Изменяя положение точки D , а вместе с тем и приложенную к боковой цепи разность потенциалов, можно всегда добиться того, что для противоположно текущие токи в боковой ветви уравниваются друг друга. Это обнаружится по отсутствию тока в гальванометре G . В этот момент извне приложенная разность потенциалов уравнивает электродвижущую силу генератора (так как генератор E_1 не дает тока, то измеряемая на его зажимах разность потенциалов представляет собою электродвижущую силу его).

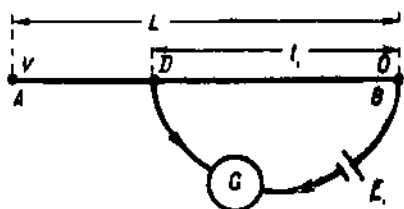


Рис. 71.

Так как в цепи BE_1GD тока нет, то эта ветвь в электрическом смысле как бы отсутствует, так что законы распределения потенциала в проводе AB отвечают случаю одиночного (неразветвленного) провода. Но в таком случае разность потенциалов точек B и D равна $\frac{VI_1}{L}$, где l_1 есть отрезок проволоки от B до D , и эта разность потенциалов равна искомой ЭДС генератора, т. е. E_1 .

Имеем:

$$E_1 = \frac{VI_1}{L} \quad (29)$$

Зная V и наблюдая I_1 , легко определяем величину E_1 . Однако величина V обычно не известна с достаточной точностью. Чтобы ее исключить, поступаем так. Вместо измеряемого элемента E_1 , включаем нормальный элемент, имеющий ЭДС, равную E_2 .

$$E_2 = 1,01830 \text{ вольта (см. § 3).}$$

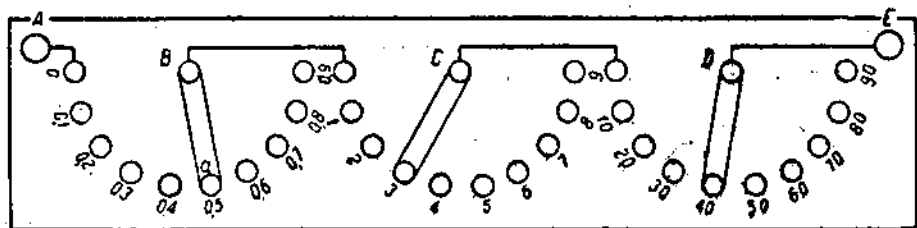


Рис. 72.

Подбираем новое положение точки D , такое, чтобы в цепи BE_2GD не было тока. В этот момент соблюдено равенство

$$E_2 = 1,01830 = \frac{VI_2}{L} \quad (29')$$

где l_2 выражает отрезок провода, отвечающий новому положению точки D . Деля равенство (29) на равенство (29'), получаем

$$\frac{E_1}{1,01830} = \frac{l_1}{l_2},$$

откуда окончательно имеем

$$E_1 = 1,01830 \frac{l_1}{l_2}. \quad (29'')$$

В действительности как потенциометр, так и мост Витстона редко применяются в том простом схематическом виде, как мы их здесь описали. Вместо проводов L и отрезков l_1 и l_2 обычно пользуются магазинами сопротивлений. Этим именем называют наборы сопротивлений, позволяющие путем различных комбинаций осуществлять с большой точностью и в широких пределах любые сопротивления.

Различают штепсельные и декадные магазины.

В последних мы имеем несколько серий, расположенных по кругам пластинок, по которым скользит радиальный рычаг.

Пластины укреплены на изолирующей (эбонитовой) доске. Под доскою

они соединены между собою проволочками, имеющими сопротивления, равные соответственно 0,1 ома на первом круге, 1 ому на втором, 10 омам на третьем, и т. д. Так в положении, изображенном на рис. 72, ток, вступа

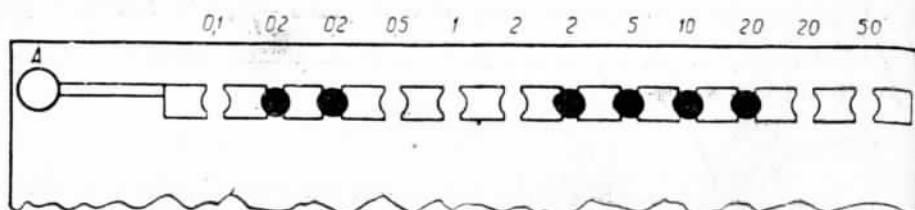


Рис. 73.

в пластинку А, идет по проволочкам вплоть до пластинки 0,5, к которой прикасается рычаг I. Отсюда он переходит в пластинку В и т. д. Общее введенное (рис. 72) сопротивление равно 43,5 Ω .

Штепсельный магазин устроен иначе. Отдельные пластинки располагаются в прямой ряд; проволочки, соединяющие их под доскою, имеют сопротивления 0,1, 0,2, 0,2, 0,5, 1, 2, 2, 5, 10, 20, 20, 50... омов.

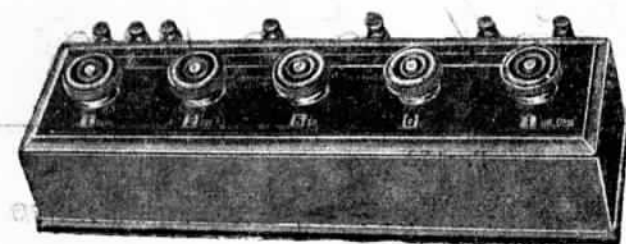


Рис. 74.

Ток вступает в пластинку А (рис. 73), проходя через все соединительные проволочки.

Если в промежутке между двумя пластинками вставить металлический штепсель,

то соответственное сопротивление выключено. Включенными, следовательно, остаются открытые просветы между пластинками.

Так на рис. 73 мы имеем магазин, в котором введенное сопротивление равно 73,6 Ω .

На рис. 74 мы имеем изображение декадного магазина сопротивлений, в котором число введенных омов (единицы, десятки, сотни и тысячи) показано номерами, появляющимися в соответственных просветах.

Рисунок 75 дает изображение штепсельного магазина. Рис. 76 изображает декадный мост Витстона. Наконец на рис. 77 мы имеем изображение потенциометра.

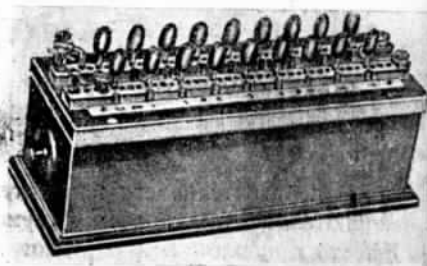


Рис. 75.

Магазины сопротивлений применяются при точных измерениях. Они, конечно, не годятся в качестве реостатов, т. е. сопротивлений, применяемых при регулировании технических токов.

В качестве последних все растущим распространением пользуются так

называемые **движковые реостаты**. Они устроены так: на изолирующий осто́в, например фарфоровый, налагается винтообразно проволока, выносящая токи заданной силы.

Ток, вступив в левый зажим *A* (рис. 76), идет по виткам проволоки

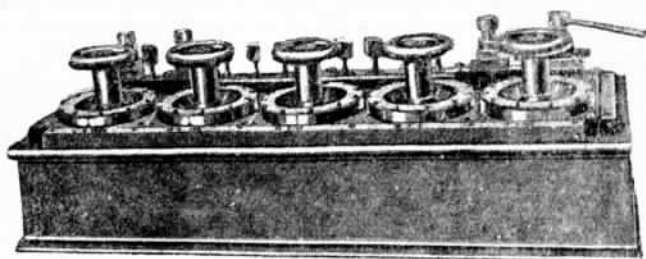


Рис. 76.

до скользящего контакта *C*. Отсюда он переходит на шину *DE* и через зажим *E* уходит далее. Меняя положение контакта *C*, мы изменяем величину введенного сопротивления *AC*.

Эти движковые реостаты полезны еще и как средство получить желаемое подразделение некоторой разности потенциалов. Для этого служит третий зажим *B*, к которому присоединен второй (правый) конец проволоки реостата.

Имеющуюся у нас разность потенциалов *V* приложим к точкам *A* и *B*. Тогда точки *B* и *C* будут обладать разностью потенциалов тем большею, чем ближе точка *C* к левому концу реостата.

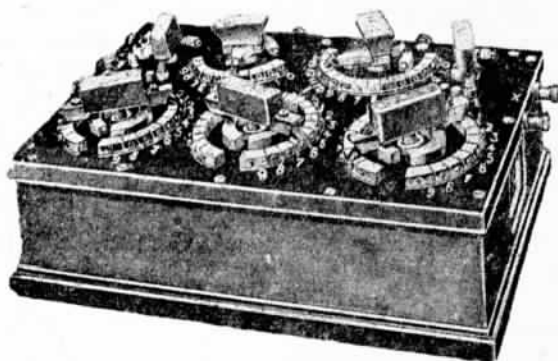


Рис. 77.

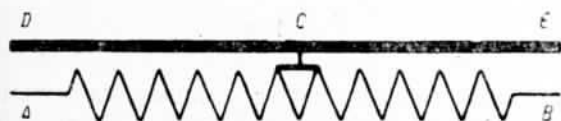


Рис. 78.

Большие технические реостаты обычно устраиваются на принципе системы контактов, расположенных по окружности, т. е. наподобие деkadных магазинов.

§ 25. Вопросы и задачи для самопроверки.

1. Как читается правило левой и правой руки?
2. Как формулируется правило воздействия поля на замкнутый ток?
3. Как читается правило индукции для замкнутого контура?
4. Чем измеряется работа при перемещении провода поперек магнитного поля?
5. Повторите энергетический вывод силы индуктированного тока из энергии перемещения провода с током поперек поля.
6. Повторите основные формулы для вычисления поля тока: 1) правило Био-Савара для прямолинейного тока, 2) правило для вычисления магнитной силы по оси кругового тока и 3) чему равно поле соленоида.

7. Какое отличие существует между эрстедтами, гауссами, максвеллами.
 8. Вычислить поле в катушке по следующим данным: длина катушки $L = 80$ см. Общее число витков $N = 720$. Сила тока $J = 15$ ампер.

Решение. $H = 170$ эрстедт.

9. Вычислить ЭДСИ в катушке предыдущей задачи при следующих дополнительных данных. Площадь поперечного сечения катушки равна 40 см². Катушку пронизывает поток, интенсивностью в 50 гауссов, который исчезает со скоростью $0,005$ сек.

Решение. $E = 2,88$ вольт.

10. Вычислите работу, которая затрачивается при удалении катушки с электромагнита при следующих данных: электромагнит несет 10^4 максвеллов; катушка, охватывающая этот поток, несет 200 витков и по ней протекает ток в 15 А.

Решение. $3 \cdot 10^6$ эргов.

ТЕМА III.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ И ИНДУКЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ.

Тема о приложениях электродинамики носит сборный характер. Отдельные вопросы могут быть опущены. Следует выделить вопрос о самоиндукции и взаимной индукции, которые рекомендуем проработать детально во всяком случае.

§ 26. Устройство электродвигателя.

Воздействие магнитного поля на ток лежит в основе устройства электрического двигателя.

Опишем его в наиболее простом виде.

При помощи двух сильных электромагнитов создается мощное магнитное поле между полюсами N и S (рис. 79).

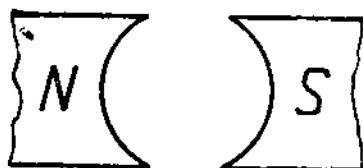


Рис. 79.

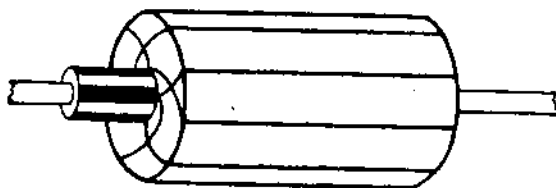


Рис. 80.

В этом междуполюсном пространстве помещается цилиндр, сложенный из отдельных железных дисков. Цилиндр свободно вращается на оси, перпендикулярной к плоскости чертежа. На цилиндр вдоль его образующей наложены жилы из изолированной медной проволоки, утопленные в особые каналы.

Этот цилиндр, обычно именуемый 'ротором', показан в боковой проекции отдельно на рис. 80.

Жилы ротора соединены между собою, как показано на рис. 81, где изображена обмотка ротора с минимальным количеством жил, причем сплошные линии изображают соединительные провода, расположенные на передней стороне, а пунктирные линии отвечают задним соединениям. Таким образом вся обмотка представляет собою замкнутую систему проводов.

К серединам передних соединительных проводов приключены особые

пластины коллектора, вынесенные вперед и расположенные изолированно друг от друга вдоль оси цилиндра, как то показано на рис. 80. Пластины коллектора изображены условно на рис. 82 в виде жирно начерченных дуг. К двум противолежащим пластинам коллектора прижимаются две укреплен-

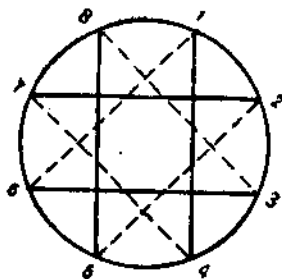


Рис. 81.

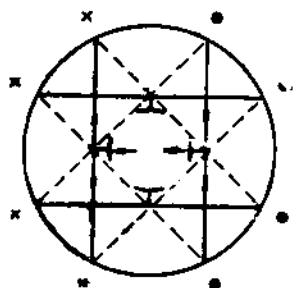


Рис. 82.

ные на неподвижной станине электродвигателя щетки, отмеченные на рис. 82 стрелками.

Это название удержалось по традиции. На самом деле щетки представляют собою угольные пластинки.

По одной из щеток, например левой, в электродвигатель вводится ток. Дойдя до медной жилы, ток разветвляется и двумя параллельными потоками течет по жилам обмотки, пока не дойдет до правой пластины, из которой он обратно возвращается в линию. На рис. 82 точками и крестиками показаны направления, по которым ток течет в самых важных продольных жилах обмотки.

Рис. 83 изображает в собранном виде всю совокупность описанного устройства.

Магнитное поле воздействует на провода по правилу левой руки.

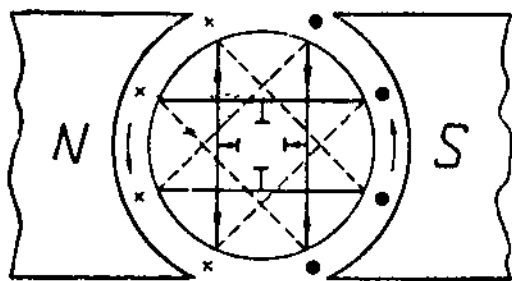


Рис. 83.

Мы видим, что благодаря особенностям нашей обмотки все провода, расположенные на правой половине цилиндра, против южного полюса, несут токи, направленные к читателю (точки), тогда как в левой половине мы имеем токи, направленные от читателя (крестики).

Благодаря этому воздействию магнитного поля создает согласное вращающее усилие, стремящееся продвинуть все провода левой половины вниз и все провода правой половины вверх. Но когда ротор, повинаясь этому вращающему усилию, повернется на $\frac{1}{4}$ оборота, то из-под щеток выскользнут те пластины, к которым прижимаются щетки в данный момент, и под щетками окажется вторая пара пластин. При этом хотя самые провода, расположенные перед магнитами, переместились, но план, изображающий расположение токов относительно магнитов, восстановится в прежнем виде, так что вращение, направленное в нашем случае против часовой стрелки, примет устойчивый характер.

Описанная модель с 8 продольными проводами представляет собою простейшую модель электродвигателя. Обычно число этих жил значительно больше. В каждом канале укладывается не одна, но несколько жил, составляющих витки последовательной обмотки, равно как и число пластин коллектора, равное в нашем случае четырем, обычно доходит до нескольких десятков и даже сотен. Благодаря этому самое вращение приобретает очень плавный ход.

В современных моторах ротор вращается между магнитными полюсными наконечниками с весьма малым зазором, так что магнитный поток лишь на коротком отрезке своего пути является обнаженным, пролегая остальной свой путь в железе.

Внешний вид мотора изображен на рис. 84.

Решим теперь задачу приближенного расчета подобного мотора. Пусть число жил в роторе равно 150. Длина отдельного продольного отрезка жилы

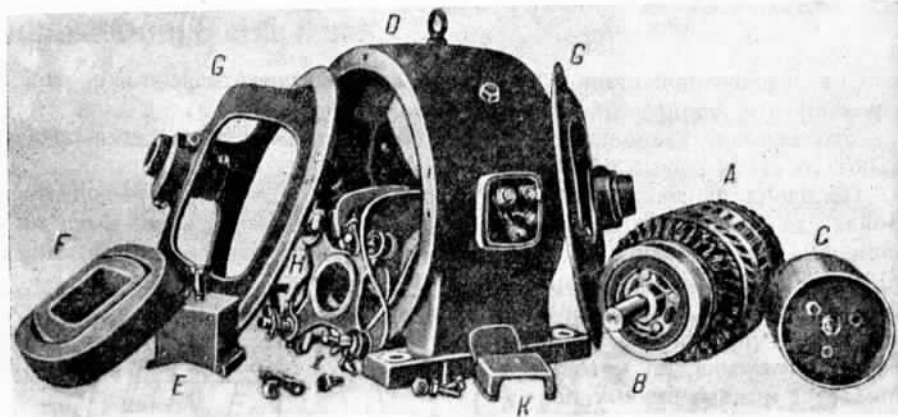


Рис. 84.

равна 40 см, а радиус ротора равен 15 см. Силу тока, вступающего в щетку, примем равной 50 амперам.

Допустим, что ротор совершает 16 оборотов в 1 сек. Требуется вычислить мощность мотора, полагая поле индукции имеющим интенсивность 5000 гауссов.

Согласно теореме о работе тока, перемещаемого поперек магнитного поля (ср. § 19, формула 21), для решения задачи требуется перемножить магнитный поток, пересеченный всеми проводами в 1 сек., на силу тока в каждом из них, выраженную в абс-амперах.

Площадь, покрытая одним проводом в течение одного оборота, очевидно, равна боковой поверхности S цилиндра ротора, т. е. $2\pi rl$, где $l = 40$, $r = 15$, так что

$$S = 2 \times 3,14 \times 15 \times 40 \approx 3770 \text{ см}^2.$$

Ротор совершает 16 оборотов в 1 сек, следовательно, вся площадь, покрытая одним проводом в 1 сек., приблизительно равна $6 \cdot 10^4 \text{ см}^2$, а так как ротор несет 150 проводов, то общая поверхность, покрытая всеми проводами, приблизительно равна $150 \times 6 \cdot 10^4 = 9 \cdot 10^6 \text{ см}^2$.

Так как поле имеет интенсивность потока индукции $5000 = 5 \cdot 10^3$ гаусс

в, то на 1 см^2 поверхности, пересеченной проводами, приходится $5 \cdot 10^9$ линий. Однако не на всем пути провода находятся под воздействием поля. В верхнем и нижнем сегментах своего кругового пути они свободны от воздействия поля. Обычно считают, что эта бесполезная часть пути составляет около $1/3$ всего пути. Так что полезная поверхность приблизительно равна

$$\frac{2}{3} \cdot 9 \cdot 10^6 \text{ см}^2 = 6 \cdot 10^6 \text{ см}^2.$$

При этом пересеченный поток Φ составляет, следовательно,

$$6 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^9 = 3 \cdot 10^{10} \text{ максвеллов.}$$

Силу тока, вступающего в щетку, мы положили равной $50 \text{ А} = 5 \text{ абс-ампер}$. Ток этот разветвляется на 2 пути, так что в каждой жиле сила тока равна $2,5 \text{ абс-ампера}$.

Это дает для мощности значение:

$$3 \cdot 10^{10} \cdot 2,5 = 7,5 \cdot 10^{10} \text{ эрг./сек или } 7,5 \cdot 10^3 \text{ ватт.}$$

Таким образом рассчитанный нами двигатель имеет мощность около $7,5 \text{ киловатт}$.

§ 27. Динамомашинна.

Но описанный нами двигатель одновременно выполняет и другое назначение.

Всякий провод, пересекающий магнитный поток, является источником электродвижущей силы индукции.

Направление ее определяется правилом правой руки, а напряжение — согласно правилу, изложенному в § 20, — числом пересеченных магнитных линий.

Как мы видели, направление этой ЭДСИ таково, что ток, стремящийся возникнуть благодаря ей в проводе, сопротивлялся бы движению, послужившему возбудителем этой ЭДСИ.

Так как движение провода в электродвигателе вызвано током, посланным в него извне, то ясно, что возбужденная ЭДСИ будет иметь направление, противоположное текущему в двигателе току.

Рис. 85 изображает направление возбужденной ЭДСИ при вращении ротора против часовой стрелки (в соответствии с рисунком 83). Как видим, рисунок 85 является полным аналогом рисунка 83, но точки и крестики, обозначающие теперь направление ЭДСИ, обменялись местами по сравнению с положением их на рисунке 83, где они изображали направление тока в моторе.

Вычислим величину ЭДСИ, возникающей в роторе, разобранным в § 26.

Вся обмотка состоит из двух параллельно соединенных ветвей, каждая из которых заключает, следовательно, 75 последовательно соединенных продольных жил. Каждая из этих продольных жил, как сообщено в предыдущем расчете, покрывает в 1 сек. поверхность, равную $6 \cdot 10^4 \text{ см}^2$. Так как общее количество последовательно соединенных проводов есть 75 , то это

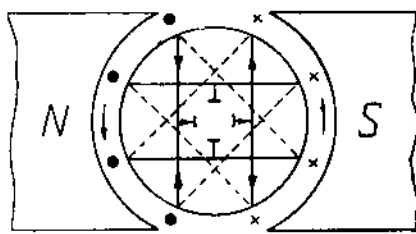


Рис. 85.

дает общую поверхность, пересеченную всеми 75 проводами, равную $4,5 \cdot 10^8 \text{ см}^2$.

Как сказано выше, из этих $4,5 \cdot 10^8 \text{ см}^2$ только $\frac{2}{3}$, т. е. $3 \cdot 10^8 \text{ см}^2$ пролегают в магнитном поле, имеющем напряжение $5 \cdot 10^3$ гауссов.

Следовательно, в общем мы получаем

$$5 \cdot 10^3 \times 3 \cdot 10^8 = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ максвеллов,}$$

пересеченных каждой из двух параллельных цепей в 1 сек.

Деля на 10^8 , как то требуется для вычисления ЭДСИ в вольтах, имеем

$$\frac{1,5 \cdot 10^{10}}{10^8} = 150 \text{ вольт.}$$

Таким образом, мы видим, что враждебная ЭДСИ, возникающая в роторе вследствие явления индукции, равна 150 вольт.

Если мы хотим преодолеть эту враждебную ЭДСИ и все же принудить ротор принять ток силою 50 А в желаемом направлении (при заданной скорости вращения), то мы должны приложить извне столь большую разность потенциалов, которая превысила бы означенные 150 вольт на величину, достаточную для преодоления сопротивления обмотки при силе тока в 50 ампер.

Так, если сопротивление обмотки есть 0,2 ома, то преодоление этого сопротивления потребует дополнительно $0,2 \cdot 50 = 10$ вольт, так что общая приложенная к двигателю разность потенциалов должна равняться 160 вольт.

Понятно, что с возрастанием извне приложенной разности потенциалов возрастает и скорость вращения мотора в такой мере, пока возбужденная ЭДСИ не уравнивает извне приложенной разности потенциалов.

Разобранный выше случай относился к двигателю, вращающемуся под влиянием извне направленного в него тока.

Наоборот. Если мы станем вращать ротор машины при помощи постоянного источника механической энергии (например турбины), то мы можем использовать возбужденную при вращении электродвижущую силу как источник тока. Тогда мы получаем генератор или динамомашину.

Как выяснено выше, токи, возникающие в роторе генератора, взаимодействуя с магнитным полем, стремятся повернуть ротор в направлении, обратном току, в котором вращает его турбина. Таким образом вращение ротора, дающего ток, возможно лишь ценою преодоления этой реакции, мощность которой высчитана выше.

Так, если мы от машины, описанной выше и вращаемой со скоростью 16 оборотов в 1 сек., захотим получить ток силою 50 ампер, то мы должны будем затратить на вращение машины мощность в 7,5 киловатт.

При этом в роторе машины возникает ЭДСИ, равная 150 вольтам. Из них 10 вольт составит падение напряжения в машине, имеющей, как сказано, 0,2 ома внутреннего сопротивления.

Останутся $150 - 10 = 140$ вольт, составляющих разность потенциалов на зажимах машины.

При силе тока в 50 ампер это составит $50 \cdot 140 = 7000$ ватт = 7 киловатт внешней энергии.

Заметим, наконец, что для создания магнитного поля применяются электромагниты. В случае двигателя они питаются внешним током. В слу-

е динамо они питаются, обычно, частью тока, вступающего во внешнюю линию. Этот ток следует также причислить к потерям внутри машины, так что внешний ток будет несколько слабее 50 ампер и внешняя мощность несколько меньше 7 киловатт.

Мы сказали ранее, что ротор машины слгаается из отдельных железных дисков. Теперь для нас ясна цель такого устройства. Если бы железо ротора было сплошным, то при вращении его в магнитном поле в нем в свою очередь возникли бы индукционные токи, направленные по образующим ротора и представляющие чистую потерю энергии. Расчленение ротора на ряд дисков преграждает путь этим паразитным токам, получившим наименование токов Фуко.

28. Взаимоотношение мотора и динамомашинны.

Мы видели из предыдущего, что 2 основные машины электротехники — двигатель постоянного тока и динамо постоянного тока — представляют собою, в своих основаниях, одну и ту же машину двустороннего значения.

Если мы направляем извне ток в машину, она приходит во вращение, причем возникающая в ней при этом ЭДСИ является фактором, преодоление которого составляет предпосылку для осуществления тока в роторе в желаемом направлении.

Наоборот, желая использовать машину как генератор, мы должны привести ее во вращение внешним источником механической энергии, причем возникающий в машине ток сопротивляется этому вращению. Преодоление реакции сопротивления составляет предпосылку для возможности сообщить машине желаемую скорость вращения.

Чем больше скорость вращения ротора, тем выше возникающая в его жилах электродвижущая сила.

Следовательно, с повышением скорости вращения мы повышаем генерируемую динамомашинной электродвижущую силу. Наоборот — чем выше разность потенциалов, приложенная к зажимам двигателя, тем большею может быть скорость его вращения.

Таким образом генератор и мотор представляют собой как бы единое сочетание двух противоположностей.

В этой антитезе двух машин кроется источник их целесообразности.

Пока работа, поручаемая электродвигателю, не велика, ротор развивает высокую скорость вращения, благодаря чему растет и возникающая в нем враждебная внешнему току ЭДСИ. Вместе с тем падает сила вступающего в него тока. По мере роста нагрузки ротора скорость его вращения уменьшается, уменьшается и величина противодействующей ЭДСИ и вместе с тем растет сила потребляемого мотором тока.

Таким образом мотор сам регулирует силу потребляемого им тока по мере трудности порученной ему работы.

Аналогичное мы имеем в случае динамо. Чем сильнее отбираемый от нее ток, тем сильнее механическая реакция магнитного поля на провода ротора и тем труднее поддерживать скорость вращения ротора.

Таким образом электрическая и механическая энергии в этих машинах находятся в чрезвычайно простом и четком соответствии, не нуждающемся ни в каком внешнем регуляторе.

Это соответствие может быть иллюстрировано следующим идеализированным примером.

Предположим, что по наклонному пути идут навстречу 2 электрических вагона. В одном, опускающемся, машина работает как генератор, передавая свой ток на линию. Энергия, идущая на вращение ротора, получается из работы падения вагона по наклонной плоскости. Генератор вращается при этом, преодолевая реакцию магнитного поля, так что он служит тормозом. Второй поднимающийся вагон, питаемый от той же линии, потребляет ток от динамо первого вагона.

Если пренебречь трением, потерями в линии и т. д., если предположить далее, что на линии имеются только эти 2 вагона и что тяжесть их одинакова, то можно отключить внешний источник энергии, и два вагона, электрически связанные, уравниваются друг друга.

§ 29. Самоиндукция и взаимная индукция.

До сих пор, рассматривая условия возникновения ЭДСИ, мы полагали причину ее в пересечении внешнего магнитного поля.

Ясно, однако, что то магнитное поле, которое возникает вокруг одной части провода, действуя на другие части, вызовет в них появление ЭДСИ. Так, например, возьмем прямую длинную катушку. Пусть характеризующие ее элементы таковы: длина ее равна 60 см; площадь поперечного сечения $S = 50 \text{ см}^2$; общее число витков $N = 600$. Пошлем в нее ток силой 20 ампер. Внутри такой катушки возникает однородное поле, равное $1,26 \cdot \frac{600}{60} \cdot 20 = 252$ эрстедт.

Общий поток $\Phi = 252 \times 50 = 126000 = 1,26 \cdot 10^4$ максвеллов.

Этот поток, „сцепляясь“ с 600 витками катушки, вызывает в них появление индукционной ЭДСИ, зависящей от скорости нарастания тока.

Если мы положим среднюю длительность процесса нарастания тока равной 0,1 сек., то в среднем мы получим в одном витке ЭДСИ, равную

$$\frac{1,26 \cdot 10^4}{0,1 \cdot 10^3} = 1,26 \cdot 10^{-3} \text{ вольт.}$$

Для всей катушки это дает

$$1,26 \cdot 10^{-3} \times 600 = 7,56 \cdot 10^{-1} \text{ вольт.}$$

Эта ЭДСИ направлена навстречу току, втекающему извне в катушку и, следовательно, задерживает его нарастание.

Наоборот, при ослаблении тока, текущего по катушке, в ее витках возникает ЭДСИ, направленная вдоль по току и, следовательно, стремящаяся сохранить силу тока неослабленной.

Описанное явление носит название самоиндукции. Как видно, самоиндукция играет роль как бы инерции, так как она замедляет процесс нарастания тока, подобно тому, как инертная масса противодействует процессу ускорения движения.

Для определения величины самоиндукции мы вводим единицу, именуемую генри.

Генри есть такая самоиндукция, при которой возрастание силы тока на 1 ампер в течение 1 сек. вызывает ЭДСИ, равную 1 вольту. Обычное обозначение самоиндукции есть L .

Так, в вышеприведенном примере, полагая предельный ток равным 1 ам-

перу (вместо 20) и длительность процесса нарастания 1 сек. (вместо 0,1 сек.), мы имеем ЭДСИ, равную

$$\frac{7,56 \cdot 10^{-1}}{20 \cdot 10} = 3,78 \cdot 10^{-3}.$$

Следовательно, наша катушка имеет самоиндукцию L , равную $3,78 \cdot 10^{-3}$ генри.

Более подробный математический анализ показывает, что процесс нарастания тока идет неравномерно, но изображается кривой, имеющей вид, приведенный на рис. 86. Вначале идет быстрое нарастание тока. Затем скорость роста уменьшается, и ток лишь постепенно приближается к своему конечному значению, определяемому законом Ома.

Теоретически он приближается к нему бесконечно долго, практически—уже через несколько десятых и даже сотых долей секунды разница между предельной и достигнутой силой тока очень мала.

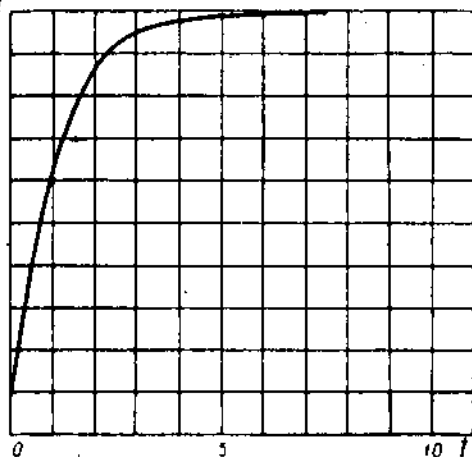


Рис. 86.

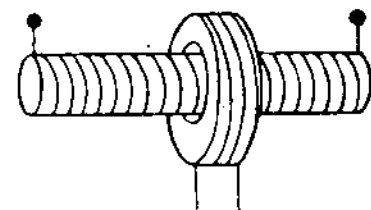


Рис. 87.

Нарастание идет тем медленнее, чем больше величина самоиндукции L по сравнению с сопротивлением R .

Рассмотрим 2 примера. В первом случае пусть самоин-

дукция L равна 1 генри, а сопротивление $R = 5$ омам.

Во втором случае положим самоиндукцию $L = 0,1$ генри, а сопротивление $R = 10$ омам.

В первом случае через 0,1 сек. сила тока достигнет 0,4 своего конечного значения.

Во втором случае к этому времени ток будет отличаться от своего конечного значения всего лишь на 0,00005 своей величины, т. е. будет равен 0,99995 своего предельного значения.

Рассмотрим теперь такой численный пример. Имеется некоторая катушка, имеющая характеристику, приведенную на стр. 72, т. е. ее длина равна 60 см, сечение $S = 50$ см², число витков $N = 600$. По катушке течет ток I , силой равную 20 ампер.

Вокруг этой первичной катушки наложена вторичная, несущая 300 витков (рис. 87).

Ток в первичной катушке внезапно падает до нуля, причем, в среднем, это падение продолжается 0,1 сек. Спрашивается: какая ЭДСИ возникнет при этом в среднем на зажимах вторичной катушки.

Решение. Напряжение магнитного поля в первичной катушке равно

$$1,26 \times \frac{600}{60} \times 20 = 252 \text{ эрстедта.}$$

Отсюда имеем интенсивность потока индукции $B = 252$ гаусса. При сечении в 50 см^2 получаем поток $\Phi_1 = 1,26 \cdot 10^4$ максвеллов.

Сцепляясь с 300 витков вторичной катушки, этот поток дает $1,26 \cdot 10^4 \times 300 = 3,78 \cdot 10^6$ сцеплений.

Если длительность процесса равна 0,1 сек., то мы имеем для возбужденной ЭДСИ среднее значение:

$$E = \frac{3,78 \cdot 10^6}{0,1 \cdot 10^8} = 3,78 \cdot 10^{-1} \text{ вольт.}$$

Таким образом первичная катушка индуцирует во вторичной ЭДСИ, равную 0,378 вольт.

Коэффициент взаимной индукции M измеряется тем числом вольт, которое получается на зажимах вторичной катушки в том случае, если сила тока в первичной катушке возрастает на 1 ампер в 1 сек.

В разобранным примере, если мы возьмем начальный ток, равный 1 амперу (вместо 20), и растянем процесс до 1 сек. (вместо 0,1), мы уменьшим ЭДСИ в 200 раз и получим для ЭДСИ значение:

$$E = \frac{3,78 \cdot 10^{-1}}{200} = 1,39 \cdot 10^{-3} \text{ вольт.}$$

Мы говорим, коэффициент взаимной индукции названных двух катушек равен $1,39 \cdot 10^{-3}$ генри.

Заметим, что коэффициент этот носит наименование коэффициента взаимной индукции. Слово „взаимной“ предполагает, что индукция первой катушки на вторую тождественна с обратной индукцией второй катушки на первую, если быстрота изменения силы тока в обоих случаях равна одному амперу в одну секунду.

Не будем доказывать этой теоремы и ограничимся высказанным утверждением.

§ 30. Искровой индуктор.

Разобранный выше пример представляет собою введение в теорию искрового индуктора, носящего по имени своего первого строителя название Румкорфовой катушки. Устройство ее таково.

На сердечник, состоящий из отдельных полос железа, накладываются 2 обмотки. Первая состоит из сравнительно небольшого числа витков (например 180) толстой проволоки, могущей выносить сильные токи (например до 25 ампер). Поверх этой первичной катушки накладывается вторичная, состоящая из громадного числа витков проволоки. Так как сила вторичного тока, как увидим далее, вообще очень мала, то проволока вторичной обмотки может быть сделана очень тонкой и будет в таком случае обладать большим сопротивлением.

На больших индукторах вторичная обмотка имеет до ста тысяч витков. Пусть первичная обмотка имеет 180 витков, вторичная имеет $5 \cdot 10^4$ витков, железный сердечник имеет длину 60 см и сечение 40 см^2 . Начнем решать задачу, отправляясь от заданного магнитного потока.

Сердечник обычно строится из мягкого железа и интенсивность B пронизывающего его потока индукции доводится до 17000 гауссов, чему отвечает проницаемость μ , равная 300. Отсюда получаем значение для напряжения H , равное 57 эрстедтам.

Так как намагничивающая первичная обмотка несет на 1 см $\frac{180}{60} = 3$ витка, а напряжение H определяется формулой $H = 0,1 \cdot 4\pi nJ' = 1,26 nJ'$, где J' есть сила тока в амперах, то для J' получаем значение около 15 ампер.

При интенсивности B потока индукции, равной $17 \cdot 10^3$ гауссов, и при сечении сердечника в 40 см^2 мы имеем магнитный поток Φ , создаваемый первичной катушкой, равный $17 \cdot 10^3 \times 40 = 6,8 \cdot 10^5$ максвеллов.

Теперь, при помощи особого прерывателя, разомкнем первичный ток. Разрыв этот должен совершиться с возможной внезапностью. Допустим, что он длится 0,001 сек. = 10^{-3} сек.

Вместе с первичным током исчезнет и созданный им магнитный поток, что вызовет в каждом витке вторичной обмотки среднюю ЭДСИ, равную

$$\frac{6,8 \cdot 10^5}{10^{-3} \cdot 10^8} = 6,8 \text{ вольт.}$$

Если вторичная обмотка несет $5 \cdot 10^4$ витков, то общая ЭДСИ достигнет значений

$$6,8 \times 5 \cdot 10^4 = 34 \cdot 10^4 \text{ вольт} = 340 \text{ киловольт.}$$

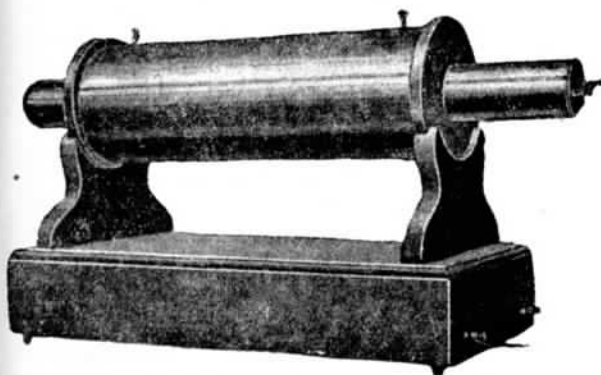


Рис. 89.

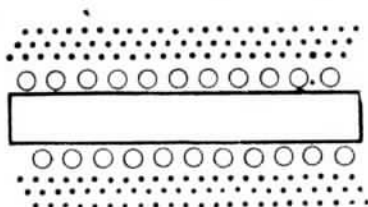


Рис. 88.

Рис. 88 изображает подобный индуктор в схематическом разрезе. Рис. 89 представляет фотографию подобного индуктора.

§ 31. Вопросы и задачи для самопроверки.

1. Какая существует связь между мотором и динамо?
2. Что такое самоиндукция и взаимная индукция?
3. Две катушки обладают коэффициентом взаимной индукции, равным 0,02 генри. В первой равномерно нарастает сила тока от 2 до

10 ампер в течение 0,1 сек. Какова ЭДСИ во второй катушке?

Решение. 1,6 вольт.

4. Рассчитать динамо по следующим данным. Динамо двухполюсная. Ротор несет 200 продольных жил. Длина отдельной жилы 40 см. Радиус ротора — 15 см. Он совершает 1200 оборотов в 1 мин. Магнитное поле, в котором ротор вращается, имеет интенсивность потока индукции 5000 гауссов. Их охватывает ротор на протяжении $\frac{2}{3}$ его оборота.

Решение. $E \approx 250$ вольт.

ТЕМА IV.

УЧЕНИЕ ОБ ЭЛЕКТРОНЕ И ИОНЕ.

В настоящей теме излагается учение об электроне и ионе. Трактуются о ионной проводимости и о проводимости газа. Глава эта представляет большой теоретический интерес. Однако описание соответствующих явлений дано лишь в схематическом виде, чем ограничена область практических приложений.

§ 32. Природа электрического тока. Катодный пучок.

Рассмотренные ранее явления все опирались на наблюдения, выполненные над токами, текущими по проводникам. Но мы уже неоднократно указывали, что ток в проводнике представляет собою струю электронов, несущуюся в направлении, противоположном тому, которое мы принимаем за направление электрического тока.

Теперь нам предстоит проверить, как обнаруживаются те же явления в отношении чистой электронной струи и что мы знаем о природе этой струи.

Простейшим и исторически первым явлением, где наблюдалась электронная струя, отделенная от атома, был катодный пучок.

Мы упоминали уже в первой части курса об условиях, при которых удастся в наиболее совершенном виде наблюдать такой пучок.

В стеклянный баллон, из которого удален воздух, впаяны 2 электрода: катод, представляющий собою спирально свернутую проволочку, по которой может быть

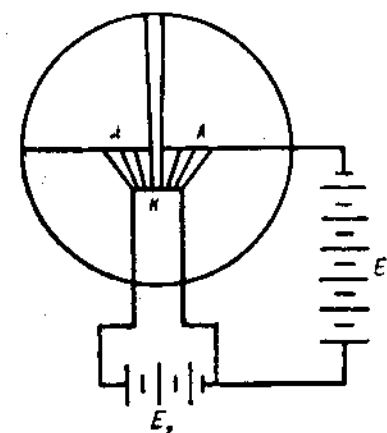


Рис. 90.

пущен ток от вспомогательной батареи накала E_2 (рис. 90) и противостоящий катоду анод.

Катод и анод приключаются к полюсам высоковольтного генератора E , согласно рис. 90. При достаточном накале катодной спирали от нее отделяется обильная струя электронов, направляющаяся к аноду со скоростью, растущей вместе с приложенной разностью потенциалов.

Сделаем в аноде небольшое отверстие. Катодный пучок, пройдя это отверстие, распространится далее прямолинейным лучом с той скоростью, какую он имел, подлетая к аноду.

Таким образом мы имеем в пространстве позади анода прямолинейный тонкий пучок электронов, обладающих скоростью, величина которой зависит от приложенной разности потенциалов.

Катодный пучок невидим, но мы можем сделать видимым след его, если на его пути поместим экран, светящийся под влиянием этого пучка. Экран можно поставить поперек пучка, и тогда пучок оставит на нем след в виде светлого пятнышка. Но можно поставить экран вдоль пути электронной струи, и тогда она оставит на нем свой скользящий след.

Эта электронная струя представляет собою подлинный электрический ток, освобожденный от атомных ядер.

Мы видели, что главным признаком тока является возникающее вокруг него магнитное поле: катодный луч создает вокруг себя магнитные силы, воздействующие на магнитную стрелку.

Гораздо легче наблюдается обратное явление — воздействие магнитного поля на катодную струю. Если электронная струя несется в магнитном поле, то она уклоняется от прямолинейного пути в сторону, согласно правила левой руки, с той оговоркой, что направление движения электронов противоположно направлению, считающему нами за направление тока.

На рис. 91 дуга круга изображает путь электрона в магнитном поле, направленном к читателю.

Под силой тока, символизируемого одиночным электроном, естественно понимать произведение из заряда электрона e_1 на его скорость v .

Таким образом, изучая воздействие поля на летящий электрон и применяя формулу (18), найдем, что сила воздействия F магнитного поля на электрон, равна произведению из напряженности поля H на силу тока $J = e_1 v$. При этом следует заряд e_1 выразить в абс-кулонах, т. е. положить равным $1,59 \cdot 10^{-20}$ абс-кулона (1 часть курса, § 31).

Итак мы получаем

$$F = H e_1 v. \quad (30')$$

Подобно тому, как магнитное поле воздействует на провод с током в направлении, перпендикулярном к проводу, так и в настоящем случае направление силы F перпендикулярно к траектории электрона. Но сила, неизменная по величине и перпендикулярная к траектории, вызывает движение по окружности. Следовательно, траектория электрона в магнитном поле есть окружность. Ее радиус R может быть определен наблюдением светлого следа катодного пучка.

Формулу (30') можно получить из следующих соображений. Сила тока определяется числом N электронов, проходящих через поперечное сечение в 1 см²; но число N пропорционально скорости электронов v и плотности их распределения в данном пространстве k .

$N = kv$, так как ясно, что до площадки успеют дойти все электроны, удаленные в начале секунды на расстояние не больше, чем v .

Таким образом общее воздействие равно

$$k v e_1 H.$$

Отсюда воздействие на один электрон определяется как

$$F_1 = v e_1 \cdot H,$$

что и требовалось доказать.

Возникает далее важный принципиальный вопрос. Когда материальное тело вынуждается двигаться по окружности, то сила, искривляющая путь, встречает сопротивление со стороны центробежной силы, обусловленной инертностью материального тела. Центробежная сила выражается так:

$$F = \frac{mv^2}{R},$$

где v есть скорость движения, R — радиус окружности и m — масса тела.

Спрашивается, чем обусловлено наличие центробежной силы у электрона? Обладает ли электрон массой? Если да, то преодолеваемое силой

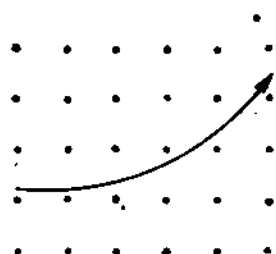


Рис. 91.

магнитного поля сопротивление тождественно с центробежной силой и уравнение, определяющее характер траектории, имеет вид

$$He_1 v = \frac{mv^2}{R}. \quad (30)$$

Это уравнение включает 2 величины, подлежащие определению: массу m и скорость v .

Чтобы определить их, необходимо второе уравнение.

Это второе уравнение получается исследованием движения электрона в электрическом поле.

Заставим электронную струю пролетать в однородном электрическом поле, направленном снизу вверх и имеющем напряжение E . Будучи отрицательно заряженной частицей, электрон отклоняется в электрическом поле сверху вниз, подобно тяжелому телу, брошенному горизонтально в однородном поле тяжести.

Его траектория, таким образом, есть парабола (рис. 92). Сила воздействия поля равна Ee дин, если e есть заряд электрона, выраженный в стат-кулонах, а напряжение E будем исчислять как градиент потенциала, выраженного в стат-вольтах.

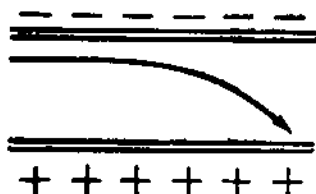


Рис. 92.

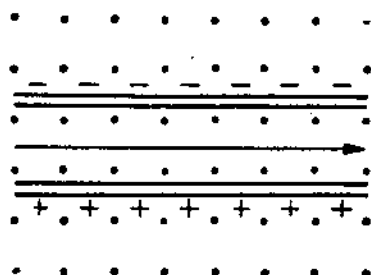


Рис. 93.

Вместо того, чтобы строить уравнение параболы и решать совокупность двух уравнений, поступим так: воздействуем на электрон одновременно двумя силами так, чтобы эти влияния уничтожили друг друга.

На рис. 93 представлено расположение опыта. Стрелка изображает путь электрона. Точки обозначают силовые линии магнитного поля, имеющего напряжение H и направленного к нам. Жирные линии наверху и внизу суть пластины конденсатора, создающего электростатическое поле с напряжением E .

Напомним, что абс-кулон превышает стат-кулон в $3 \cdot 10^{10}$ раз, какое число обозначим через c , так что численно

$$e = ce_1.$$

Здесь e обозначает число, изображающее заряд электрона в стат-кулонах ($e = 4,77 \cdot 10^{-10}$), а e_1 есть этот же заряд в абс-кулонах ($e_1 = 1,59 \cdot 10^{-20}$).

Если напряжение поля E подобрано так, что оно выпрямляет искривление, создаваемое воздействием поля магнитного, то мы имеем равенство двух воздействующих сил. Отсюда получаем уравнение

$$He_1 v = Ee.$$

Заменяя e_1 через ce и сокращая на e , имеем

$$Hv = cE.$$

ткуда

$$v = c \frac{E}{H}. \quad (31)$$

Таким образом мы получаем возможность определить скорость v полета электрона.

Зная величину v , из уравнения 30 определяем m — массу электрона. Она оказывается равной для обычного катодного пучка

$$m = 9,0 \cdot 10^{-28} \text{ г.}$$

Сравнивая ее с массой водородного атома ($m_H = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$), видим, что масса электрона меньше массы водородного атома в 1846 раз.

Что касается скорости v , то она зависит от приложенной к катоду и аноду разности потенциалов.

Вышеприведенные соображения показывают, что к электрону (в первом приближении) применимы обычные законы механики, между прочим — теорема о кинетической энергии. А в таком случае следует, что кинетическая энергия электрона, равная $\frac{mv^2}{2}$, возникает за счет затраченной электрической работы. Но эта последняя измеряется произведением из приложенной разности потенциалов V на заряд электрона e .

Получаем равенство

$$\frac{mv^2}{2} = Ve,$$

где разность потенциалов V должна быть выражена в стат-вольтах, заряд электрона e — в стат-кулонах.

Имеем

$$v^2 = \frac{2Ve}{m}.$$

Подставляя значения для m и e и вводя вместо стат-вольт V вольты V_1 , имеем

$$v = \sqrt{\frac{2 \times 4,77 \times 10^{-10} V_1}{9 \cdot 10^{-28} \times 300}} = 6 \cdot 10^7 \sqrt{V_1}.$$

По этой формуле можно приблизительно вычислить скорость в зависимости от потенциала V_1 . Формула пригодна до разности потенциалов около 10 киловольт.

Полученные цифры можно проверить на опыте, как то изложено выше. Опыт находится в прекрасном согласии с теорией.

Имеем такую таблицу:

Таблица 5

V_1	1	25	100	10000 вольт
v	600	3000	6000	60000 км/сек

§ 33. Природа электронной массы.

Вышеизложенная теория трактует электрон как материальную частицу, которой присуща инертность и, следовательно, масса.

Естественно возникает вопрос, тождественна ли эта степень электронной материальности с той, которая присуща обыкновенному атому? Является ли электронная субстанция в такой же мере осязаемой и весомой?

Разберем этот важный вопрос несколько подробнее.

Легко показать, что свойство инертности находится в неразрывной связи со всей природой электрона. Покоящийся электрон обладает электростатическим полем. Движущийся электрон есть ток и, как таковой, окружен магнитным полем. Таким образом приведение электрона в движение требует затраты энергии, превращаемой в кинетическую энергию магнитного поля.

Отсюда вытекает, что сообщение ускорения электрону не может произойти без сопротивления с его стороны, как если бы ему была присуща инерция. С этой особенностью тока мы уже встретились ранее. В самоиндукции мы имели аналог этой инертности. Ток, вступающий в катушку, встречает противодействие в форме электродвижущей силы самоиндукции, заложенной в том магнитном поле, которое создается в катушке.

Таким образом естественно, что электрону свойственно наличие „электромагнитной массы“. Повидимому, электронная инертность нацело имеет такое электромагнитное происхождение.

Любопытно, что теория предвидит изменчивость этой массы. С возрастанием скорости электрона растет и масса. Это возрастание, мало заметное при обычных скоростях, свойственных катодному лучу, быстро возрастает по мере приближения скорости электрона к скорости света ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек). Возрастание это совершается настолько быстро, что сообщение электрону скорости, равной скорости света, невозможно, так как инертность его при этих скоростях должна была бы, повидимому, стать бесконечно большой.

Возникает естественно вопрос, тождественна ли природа электромагнитной массы, свойственной электрону, массе, присущей атому обычной материи?

В прежнее время намечалось стремление различать эти два понятия. Однако, развитие нашего современного учения об атоме постепенно уничтожило элементы различия между массой электромагнитной и массой обычной, и мы признаем, что электрону присуща материальная природа в той же мере и в том же смысле, как и атому любого другого тела.

Действительно, атом, с которого срывается электрон, испытывает такую же отдачу, как пушка, выбрасывающая снаряд, что доказывает тождественную природу обеих масс.

Современная теория материи признает электрон следующей за атомом степенью раздробления вещества.

§ 34. Электролиз.

В катодной струе мы имеем поток электричества, освобожденного от атомных ядер.

В металле этот поток все еще свободен, но путь его пролегает между атомами вещества, остающимися неподвижными.

В электролите ток осуществляется через посредство перемещающихся заряженных частей молекулы — ионов.

Проследим структуру ионного тока на каком-нибудь простейшем примере.

Представим водный раствор какой-либо соли, напр. CuSO_4 , через которую пропускаем электрический ток. Как известно, этот процесс сопровождается расчленением растворенных в воде молекул CuSO_4 , причем медь Cu выделяется на катоде, а SO_4^{--} идет к аноду (электролиз).

Если анодная пластинка сделана из меди, то SO_4^{--} соединяется с медью, образуя вновь медный купорос.

В итоге мы имеем непрерывное перемещение меди справа налево (рис. 94) в то время, как израсходованный медный купорос непрерывно возобновляется.

Направление перемещения ионов в электрическом поле доказывает, что частицы, идущие вдоль по току (катионы), заряжены положительно (частицы меди), тогда как кислотный остаток SO_4^{--} , идущий против тока, очевидно, несет отрицательный заряд (анионы). Нет основания предполагать, что заряды ионов возникли как результат воздействия тока. Естественно думать, что ионы уже с самого начала существовали в жидкости в виде заряженных частиц, силою взаимного электрического притяжения удерживаемых во взаимной связи.

Под влиянием градиента потенциала, установившегося в жидкости, связь эта расторгается, и противоположно заряженные продукты распада устремляются в противоположные стороны.

Далее возникает такой вопрос. Являются ли ионы в жидкости освобожденными от взаимного притяжения уже до начала разрушающего действия тока или расторгнутой первопричиной является ток?

Несомненно, что электрическое притяжение, если оно и существует в водном растворе, очень ослаблено. Действительно, мы видели (1 часть курса, § 32, формула 33), что сила взаимного притяжения двух разноименных зарядов тем меньше, чем больше диэлектрическая способность среды. Для воды диэлектрическая способность равна огромной величине, равной 80, так что взаимное притяжение заряженных ионов чрезвычайно ослаблено.

Еще недавно существовал следующий взгляд на природу электролита.

В электролите предполагалось существование двух родов частиц. Одни представляют собою вполне прочные молекулярные сочетания противоположно заряженных ионов. Другие, напротив того, вполне освобождены от взаимного притяжения и существуют в виде совершенно свободных ионов.

Дробь, показывающая, какая доля всех молекул расчленена на ионы, именуется степенью диссоциации, а самое явление распада носит имя диссоциации.

Однако, повидимому, такой взгляд представляет собою чрезмерную степень упрощения. В действительности все явление диссоциации подвержено общим статистическим законам.

Ослабление взаимного притяжения, благодаря высокой диэлектрической постоянной воды, ведет, конечно, к тому, что среди частиц имеется некоторый процент вполне свободных ионов. Наряду с этим существуют нераз-

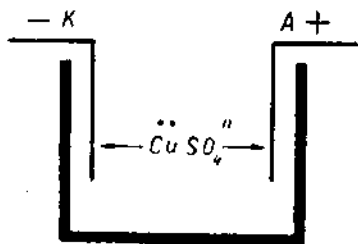


Рис. 94.

ложенные молекулы. Но, кроме того, должны существовать все промежуточные степени взаимного освобождения, так что „степень диссоциации“ знаменует собою не столько долю действительно и нацело диссоциированных частиц, сколько вероятность расторжения, в силу ослабления сил взаимного притяжения.

Впрочем, для предстоящих нам элементарных расчетов прежнее представление дает больше удобств, и мы его сохраним.

§ 35. Два закона Фарадея.

Количественная характеристика явления электролиза определяется прежде всего законами Фарадея.

Первый закон гласит: *количество вещества, отлагающегося на электроде при прохождении тока через данный электролит, пропорционально количеству протекшего электричества, т. е. произведению из силы тока на длительность его.*

Отсюда вытекает, что количества данного иона, выделяемые токами различной силы, пропорциональны этим силам.

Значение этого закона в том, что он утверждает чисто ионный процесс переноса электричества в случае электролиза.

Если бы наряду с переносом электричества через посредство ионов в электролите существовал иной какой-нибудь вид транспорта, например, электронный, то трудно было бы ожидать, чтобы оба эти процесса усиливались в точном соответствии, с возрастанием силы тока. Наличие строгой пропорциональности между силой тока и количеством перенесенных ионов свидетельствует о том, что количество ионов и сила тока связаны между собою неразрывной однозначной зависимостью.

Мы получаем важный вывод: в электролитах электричество перемещается вместе с атомами.

Второй закон Фарадея гласит: *выделение одного грамм-эквивалента ионов любого вещества сопряжено с протеканием через электролит 96 494 кулонов электричества.*

Но грамм-эквиваленты различных веществ, обладающих равной валентностью, как мы видели ранее, должны заключать равное число атомов. Отсюда вытекает, что атом любого вещества, обладающего данной валентностью, несет один и тот же заряд.

Если мы возьмем одновалентные ионы как, например, водород H^+ , натрий Na^+ , калий K^+ , серебро Ag^+ и др., то число атомов, заключенных в одном грамм-эквиваленте, равно $6,062 \cdot 10^{23}$ (Авогадрово число, см. 1 ч. курса § 15, форм. 19). Таким образом заряд одновалентного иона равен $\frac{96494}{6,062 \cdot 10^{23}} =$

$= 1,592 \cdot 10^{-19}$ кулона, т. е. заряду, в точности отвечающему одному электрону.

Если мы возьмем двухвалентное вещество — магний (Mg), кальций (Ca^{++}), барий (Ba) и т. д., то названное выше количество 96 494 кулона сочетается с половиной грамм-атома, так что на каждый ион приходится двойной заряд $3,184 \cdot 10^{-19}$ кулона.

Как мы казали, это обстоятельство является наиболее убедительной аргументацией в пользу атомной природы электричества и разъяснением того, в чем заключается физическая природа валентности. Валентность атома определяется числом присущих ему валентных электронов.

36. Проводимость электролитов.

Приложив к электролиту известную разность потенциалов, мы получаем градиент, движущий катионы вдоль по направлению градиента, и анионы — навстречу ему. Поразительна медлительность движения ионов, представляющаяся несовместимой с мгновенностью распространения электрических сигналов, столь характерной для электрического тока вообще.

Следующий опыт дает возможность следить за скоростью этого перемещения.

Нальем в изогнутую (рис. 95), трубку слабый раствор марганцево-кислого кали (KMnO_4), а поверх этого раствора — раствор селитры KNO_3 .

Обе соли содержат тождественный катион K^+ , но различные анионы (NO_3^-) и MnO_4^- . Создадим вдоль трубки градиент потенциала. Мы видим, что в правой трубке ион NO_3^- направится вниз, тесня перед собою ион MnO_4^- , а в левой, наоборот, анион марганцевой кислоты станет перемещаться вверх, оттесняя анион NO_3^- .

Мы увидим, как фиолетовая граница, типичная для иона MnO_4^- , станет перемещаться, опускаясь в правом и поднимаясь в левом колене.

Быстрота передвижения, при наличии градиента в 1 вольт на сантиметр, будет равна всего нескольким микронам в секунду.

В нижеследующей таблице сообщены скорости различных ионов в микронах при градиенте 1 В/см.

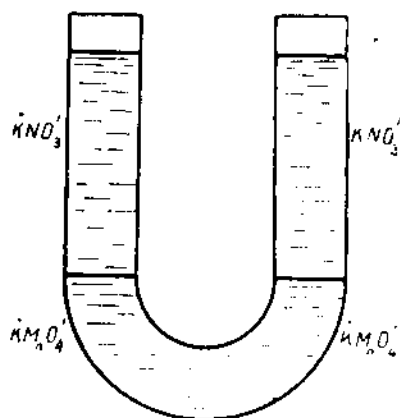


Рис. 95.

Таблица 6

Название иона	H^+	Ag^+	Li^+	Na^+	K^+	OH^-	Cl^-	NO_3^-
Скорость в микронах . . .	33	5,6	3,5	4,4	6,7	18	6,6	6,1

Скорость эта чрезвычайно мала, что свидетельствует о громадном трении, которое испытывает ион, перемещаясь в жидкости.

Если трубка имеет длину 20 см и находится под разностью потенциалов 100 вольт (градиент равен 5 В/см), то, например, катион серебра, оторвавшись от анода, подойдет к катоду только через 7000 сек., т. е. приблизительно через 2 часа.

Не следует, конечно, думать, что такова будет и скорость электрического сигнала, посланного по электролитическому проводнику.

Положим, мы имеем электролит (рис. 96), состоящий из раствора AgNO_3 , т. е. содержащий ионы Ag^+ (крестики) и NO_3^- (кружки).

Как только включен ток, так немедленно — со скоростью обычного распространения электрических сигналов (сотни тысяч километров в 1 сек.) —

во всем сосуде возникнет градиент потенциала, и весь ряд ионов почти оди временно придет в движение, так что в то самое мгновение, как первый ион серебра начнет отодвигаться от анода, последний ион его выделится на катоде. Но данный, индивидуальный ион придет к катоду только через промежуток времени, измеряемый часами.

Сила тока измеряется количеством электричества, проходящего в 1 сек. сквозь некоторое поперечное сечение проводника.

Возникает следующий вопрос. Как возможно протекание сквозь электролит сколько-нибудь значительных количеств электричества при такой медлительности его продвижения? Ответ мы находим в громадности перемещаемых зарядов.

Ведь 1 грамм-эквивалент несет с собою колоссальное количество, равное почти 10^6 кулонов (96 494 кулона). Таким образом, несмотря на медлительность движения, общее количество проносимого электричества может быть очень велико.

В этом отношении ионная проводимость представляет прямую противоположность проводимости электронной, которую мы наблюдали в катодном луче.

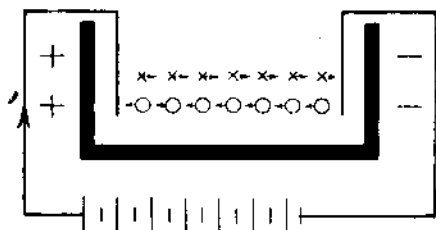


Рис. 96.

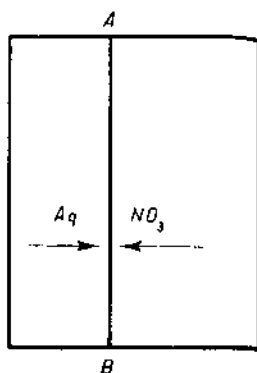


Рис. 97.

Там мы имели стремительный лоток очень разреженного „электронного пара“. Здесь — тучу медленно движущейся плотной массы ионов.

Подсчитаем, для примера, чему равна удельная проводимость водного раствора азотнокислого серебра, содержащего в литре раствора 1 моль (169,9 г) азотнокислого серебра. Диссоциация такого раствора равна 0,7.

Это значит, что в литре мы имеем $0,7 \times 96494 = 67550$ кулонов в сочетании с положительными ионами и столько же в виде отрицательных.

Удельная проводимость определяется силой тока, проходящего через площадь в 1 см^2 при градиенте в 1 В/см .

При этом через границу AB (рис. 97) за одну секунду пройдут, например, слева направо все катионы, удаленные в начале секунды на расстояние, не превышающее скорости катиона, которая равна $5,6 \mu = 5,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Справа налево пройдут за 1 секунду все анионы, удаленные в начале секунды не более, чем на $6,1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$.

Иными словами, слева направо через 1 см^2 успеют пройти в секунду все катионы, населяющие объем с основанием в 1 см^2 и высотой в $5,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, т. е. объем $5,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3$.

Так как литр раствора (1000 см^3) заключает число катионов, несущее 67550 кулонов, то число кулонов, проносимых катионами, населяющими

объем $5,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3$, очевидно, равно $\frac{67550}{1000} \cdot 5,6 \cdot 10^{-4} = 3,89 \cdot 10^{-2}$ кулонов положительного электричества. Точно так же с анионами NO_3^- в обратном направлении пройдет в 1 сек. $4,12 \cdot 10^{-2}$ кулонов, а всего приблизительно $8 \cdot 10^{-2}$ кулонов.

Таким образом сила тока в нашем кубике будет равна $8 \cdot 10^{-2}$ ампер при разности потенциалов на границах его (градиент) в 1 вольт. Отсюда для сопротивления R одного кубика с ребром в 1 см получаем значение

$$R = \frac{1}{8 \cdot 10^{-2}} = 12,5 \text{ ома, что находится в удовлетворительном согласии с опытом.}$$

§ 37. Гальванические элементы.

Так как ионы, как мы видели, несут с собою громадное количество электричества, то всякая причина, вызывающая хотя бы незначительную неравность в быстрой перемещения двух противоположно заряженных ионов может быть использована как источник электрического тока.

Такой причиной является, например, диффузия.

Если наслонить на крепкий раствор соляной кислоты другой более слабый раствор (рис. 98), то оба иона H^+ и Cl^- двинутся снизу вверх из крепкого раствора в слабый, но не с одинаковой скоростью. Как мы видели, водородный ион обладает скоростью, превышающей скорость хлорного иона в 5 раз (33μ для H^+ и $6,6 \mu$ для Cl^-). Водородный ион упреждает хлорный в его продвижении и обуславливает преимущественное течение положительного электричества снизу вверх.

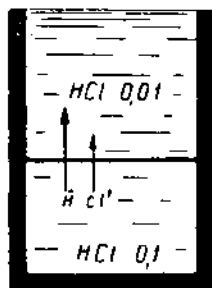


Рис. 98.

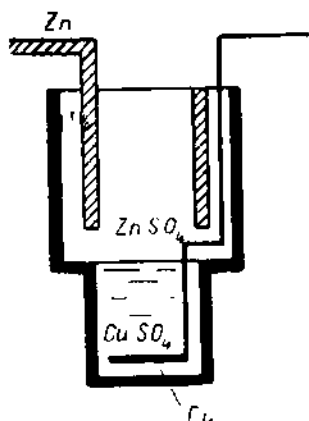


Рис. 99.

Верхний слой приобретает, следовательно, избыточную положительную электризацию, повышающуюся до тех пор, пока растущее электрическое напряжение, направленное навстречу диффузии, не уравнивает скоростей продвижения обоих ионов. Действительно, это напряжение, замедляющее продвижение водородного иона, ускоряет хлорный ион и действует, следовательно, на обе скорости уравнивающим образом.

Аналогичный фактор, могущий создать неравномерное движение обоих ионов, мы имеем в химических реакциях.

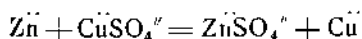
Представим такую обстановку (рис. 99).

На дне сосуда налит крепкий медный купорос, и в него, при посредстве изолированного провода, погружен медный электрод. Поверх медного купороса наслонен более слабый раствор цинкового купороса, в который погружен цинковый электрод.

Цинк как металл, химически более активный, чем медь, энергично растворяется, посылая в окружающую жидкость свои ионы. Диффундируя до медного купороса, эти ионы оттесняют медные ионы из медного купо-

роса, превращая его постепенно в цинковый и заставляя медные ионы осесть на медном электроде.

Таким образом совершается медленное, но упорное продвижение металлических ионов в направлении от цинкового электрода к медному, причем цинковые ионы гонят перед собою ионы меди. Такой „гальванический элемент“ может давать ток, пока не растворится весь цинк или не истощится весь медный купорос. Химическую реакцию, отвечающую этому процессу, можно написать так:



Реакция совершается лишь в том случае, если элемент включен на внешнюю цепь и если идет, следовательно, разряжение электродов.

Если элемент разомкнут, то на электродах его накапливаются противоположные заряды и постепенно устанавливается электрическое напряжение, действующее навстречу ионному потоку. Действительно, медный ион, выделяясь на медном электроде, сообщает ему свой положительный заряд. Наоборот, цинк, лишаясь своих металлических ионов, приобретает отрицательный заряд. Это встречное напряжение, естественно, останавливает дальнейшее продвижение ионов, так что химические реакции в неработающем элементе замедляются и даже останавливаются.

Наряду с расслаиванием двух жидкостей, основанном на разности их удельных весов, практикуется разделение их при помощи пористых перегородок (рис. 100).

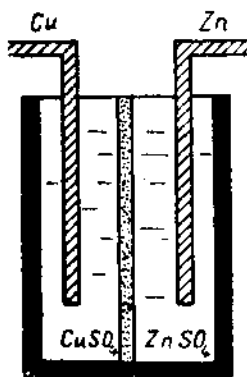


Рис. 100.

Подобный медно-цинковый элемент развивает электродвижущую силу до 1,08 вольта. В прежнее время такие элементы, соединяемые в батареи, являлись главными генераторами тока. В настоящее время они почти не употребляются. Только в применении к разного рода переносной аппаратуре мы встречаем „сухие элементы“, основанные на сходном принципе. В этих элементах в качестве электродов действуют цинк и уголь. Жидкостью служит обычно раствор нашатыря (NH_4Cl). Чтобы сделать элемент удобопереносимым, жидкость иммобилизуется (делается неподвижной) путем желатинизации или прибавлением опилок и т. д.

Единственными играющими практически важную роль гальваническими элементами являются сейчас „вторичные элементы“, или аккумуляторы.

Этим именем называются такие элементы, в которых различие химических свойств двух электродов достигается не применением различных металлов, но предварительной обработкой двух тождественных электродов при помощи электролиза.

Самым замечательным, играющим и поныне огромную роль, аккумулятором является аккумулятор свинцовый.

Первоначально он строился из двух, действительно, вполне тождественных свинцовых пластин, погруженных в раствор серной кислоты.

При пропускании тока сквозь такую электролитическую систему одна из двух свинцовых пластин (та, через которую ток вступает в электролит), покрывается налетом перекиси свинца. Вторая, выходная, остается свинцовой. Подобная „поляризованная“ система оказывается способной давать ток,

обратный тому, которым был заряжен аккумулятор. Электродвижущая сила его близка к 2 вольтам.

Он удовлетворительно сохраняет свою поляризацию в течение некоторого времени, если им не пользоваться. В случае его истощения заряд его может быть возобновлен повторным пропусканием тока.

Однако так построенный аккумулятор обладал очень малой емкостью, т. е. давал очень немного кулонов разрядного тока, приходящихся на единицу веса свинца. Впоследствии пластины стали подготавливаться особым образом для того, чтобы разрыхлить свинец и дать электрохимическим изменениям глубже проникнуть в пористую массу электродов. Обычно для этого свинец отливают в форме решеток, ячейки которых заполняются различными окислами свинца, причем подготовка пластин различна для положительного и

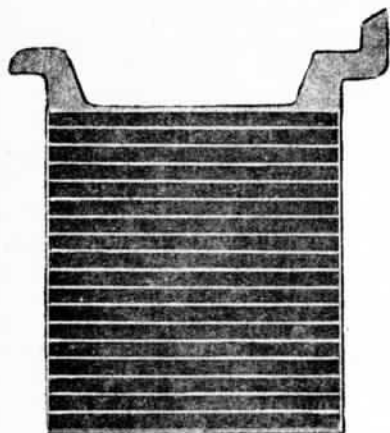


Рис. 101a.

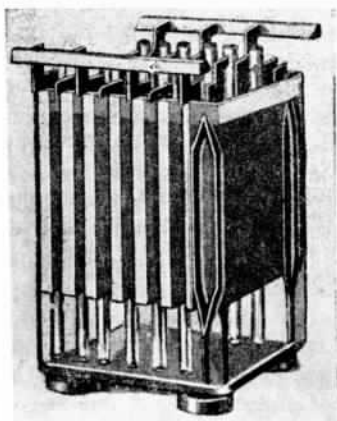


Рис. 101б.

для отрицательных электродов. Таким путем удастся построить очень емкие аккумуляторы, отдающие десятки и даже сотни ампер-часов. Рис. 101a изображает положительную пластину подобного аккумулятора. Общий вид его дан на рис. 101б. Однако все же свинцовый аккумулятор обладает рядом недостатков. Он очень тяжел и требует внимательного обращения. Сильные токи разрушают его пластины. Он гибнет от длительного стояния в разряженном виде. Но и длительное пребывание без употребления в заряженном состоянии для него неблагоприятно.

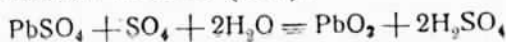
Что касается химической реакции, совершающейся в нем при зарядке и разрядке, то она, повидимому, очень сложна. До недавнего времени она обычно сводилась к следующей схеме.

Погруженные в серную кислоту свинцовые пластины покрываются более или менее толстым слоем сернокислого свинца.

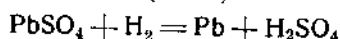
При пропускании тока сквозь электролит (серную кислоту) на том электроде, по которому ток выходит из электролита (катод), выделяется водород. На электроде, по которому ток вступает в электролит, выделяется остаток серной кислоты.

Это дает такой вид реакций, совершающимся при заряде:

1) На положительной пластине (анод):



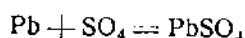
2) На отрицательной пластине (катод):



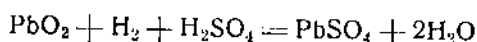
Таким образом две первоначально сходные пластины свинца приобретают существенно различный характер. Одна покрывается перекисью свинца, другая превращается в металлический свинец. Концентрация серной кислоты при этом возрастает.

При разряде идут такие реакции.

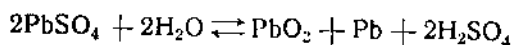
На отрицательной пластине имеем:



На положительной:

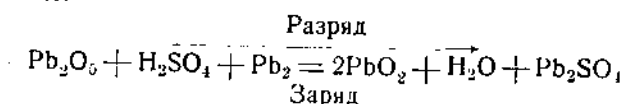


Соединенные вместе, эти реакции могут быть описаны таким общим уравнением:



При заряде реакция течет слева направо, при разряде — в обратную сторону.

В последнее время исследования Фери заставили отказаться от этой схемы. При нормальной работе свинцового аккумулятора образуется не окисная соль PbSO_4 , а закисная Pb_2SO_4 . Реакция протекает по следующему уравнению.



§ 38. Прохождение тока через газы.

Металлу свойственна электронная проводимость, имеющая в отношении данного металла очень устойчивый характер. В электролитах эта проводимость значительно осложнена тем, что степень диссоциации сильно колеблется от разбавления, но всетаки эта диссоциация имеет для данного состояния электролита постоянное значение. Наиболее сложным является процесс электропроводности в газах.

Газу, вообще говоря, не свойственна постоянная проводимость. Он проводит ток только при наличии различного рода ионизирующих факторов. Предоставленный затем самому себе, он постепенно теряет свою проводимость. Такими ионизирующими факторами могут оказаться высокая температура, освещение газа катодными лучами, рентгеновыми лучами, лучами радия и т. д. Самый характер ионизации очень разнообразен: в ионизированном газе мы имеем обычно и свободные электроны и ионы, и сложные комплексы из ионов, соединенных с молекулами (молионы).

Таким образом в каждый данный момент в газе существует некоторое ограниченное количество заряженных частиц, которые имеют кратковременное существование.

Для поддержания проводимости в газе требуется неослабное действие ионизирующего фактора. По мере возрастания числа ионов, образующихся в газе (за единицу времени), растет, конечно, и проводимость газа, т. е. число ионов, приходящих за единицу времени к электродам. Вскоре наступает равновесие, т. е. число выделяющихся на электродах ионов уравни-

ается с числом ионов, образующихся за этот же срок в газе. Как видим, сила тока в газе обусловлена, главным образом, интенсивностью ионизирующего фактора и лишь во вторую очередь зависит от приложенной разности потенциалов.

Роль приложенной разности потенциалов обусловлена следующим дополнительным процессом.

Число ионов, подходящих в одну секунду к электродам, не вполне равно числу ионов, образовавшихся за этот же срок внутри газа. Часть ионов, не дойдя до электродов, вновь соединяется с противоположно заряженными ионами в нейтральные молекулы и выключается из участия в транспорте электричества. Повышение разности потенциалов на электродах ускоряет передвижение ионов к ним так, что ионы в меньшей мере успевают нейтрализоваться. В таком случае из числа ионов, образующихся за данный срок в газе, больший процент успевает дойти до электродов, и, следовательно, сила тока повышается. Наконец, при дальнейшем росте разности потенциалов развивается столь большая скорость передвижения ионов, что все ионы, образовавшиеся за данный срок в газе, успевают подойти к электродам прежде, чем наступит их нейтрализация. Дальнейшее ускорение движения ионов не может уже увеличить числа ионов, прибывающих к электродам, так как число это не может, конечно, превысить числа вновь образующихся ионов. С этого момента дальнейшее повышение напряжения не может вызвать усиления тока. Мы говорим, что имеем „ток насыщения“.

При дальнейшем возрастании скорости ионов получают скорости, могущие ионизировать газ, и тогда вновь получается возрастание тока.

Как видим, к газовой проводимости не применим закон Ома. Сила тока насыщения зависит, в первую очередь, от количества ионов, образующихся за одну секунду в газе. С этим связано такое явление.

Положим, что между двумя пластинками создано известное напряжение. Газ, помещенный между пластинками, подвержен действию некоторого ионизирующего фактора. Допустим, что напряжение достаточно для создания тока насыщения.

Теперь раздвинем пластинки, сохранив прежнее напряжение (прежний градиент), что требует повышения разности потенциалов.

Объем ионизирующего газа возрос, и, вместе с тем, возрастает число вновь образуемых в 1 сек. ионов. Вследствие этого сила тока насыщения увеличивается. Мы получаем любопытный случай усиления тока при раздвигании электродов, т. е. явление, стоящее в резком противоречии с законом Ома.

Исследование газовой проводимости внесло много нового в наши сведения об электрическом токе. Но исследования эти очень сложны, результаты часто мало отчетливы и имеют второстепенное значение для нашей постановки темы. Поэтому мы не будем останавливаться на этом вопросе.

§ 39. Термоэлектричество.

Когда цепь состоит из двух различных металлов, то в месте, где соприкасаются два разнородных металла, образуется определенная электродвижущая сила.

Но электродвижущая сила, образованная одной парой металлов, например, медь — цинк, уравнивается противоположной электродвижущей силой, возникающей на другом спае, где соприкасаются в обратной последователь-

ности: цинк — медь. В результате в замкнутой цепи не возникает конечной электродвижущей силы.

То же явление будет, если мы спаяем в замкнутое кольцо несколько разнородных металлов, например, медь, цинк, олово и т. д.

Однако это правило (правило Вольта) остается справедливым лишь до тех пор, пока внешние условия, в которых помещены различные спаи, тождественны.

Если изменить эти внешние условия, например, нагревать один из спаев, оставляя другой холодным, то в замкнутой цепи возникает электрический ток.

Явление это известно под именем термоэлектричества и упоминалось нами в I части курса, § 63.

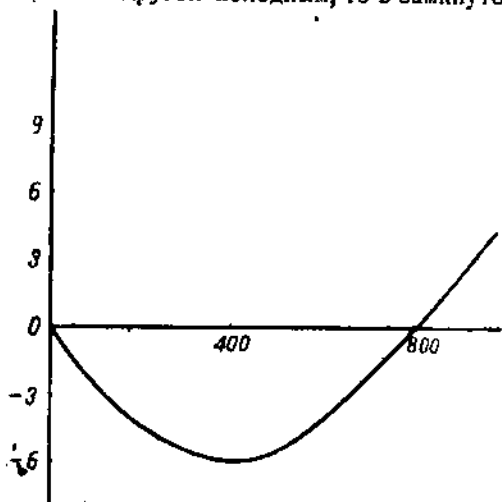


Рис. 102.

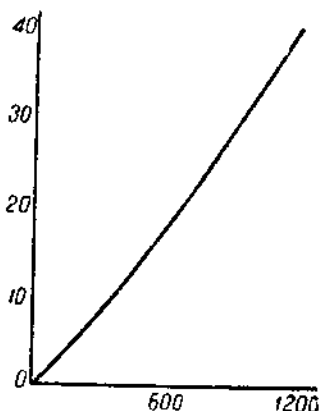


Рис. 103.

Термоэлектродвижущая сила исчисляется обычно по отношению к металлу платине. Если ток в холодном спае направлен от испытуемого металла к платине, то термоэлектродвижущая сила (ТЭДС) получает знак $+$, в противном случае она несет знак $-$.

Как правило считается, что ТЭДС возрастает вместе с разностью температур. Однако, вообще говоря, это неверно. Иногда с ростом разности температур величина ТЭДС сначала растет, проходит через максимум, затем начинает уменьшаться, проходит через 0 и меняет знак. Пример такого изменения ТЭДС дает термопара из Pt и сплава никеля с железом (рис. 102). Но подобный ход кривых представляет редкое исключение. По большей части мы имеем почти линейную зависимость ТЭДС от разности температур.

Примером такой почти линейной зависимости может служить термопара из никеля и хрома. Ход ее ТЭДС изображен на рис. 103 и приведен в таблице 7.

Таблица 7

Температура	ТЭДС в милливольтах	Температура	ТЭДС в милливольтах
0	0	800	27.0
200	6.2	1000	34.7
400	12.5	1200	38.6
600	19.5		

Весьма любопытно, что подмеси очень резко влияют на величину ТЭДС. На этом основано то, что техника предпочтительно работает на термопарах, составленных из сплавов.

Из таких термопар назовем термопару Ле-Шателье, состоящую из Pt и 90% Pt + 10% Rh; ее ТЭДС равна 0,64 милливольт при температуре горячего спая 100° и холодного 0°, далее, термопару медь — константан с ТЭДС, равной 4,01 милливольт при тех же условиях и термопару хромель-алюмель с ТЭДС 3,9.

Строго говоря, ТЭДС изменяется с изменением разности температур по параболическому закону; кривая, характеризующая это изменение, изображена на рис. 104. До сих пор мы предполагали, что вторым электродом является Pt. Если это не так, то ТЭДС складывается из разности потенциалов по отношению к Pt.

Так, например, при разности температур 400°—0° ТЭДС металла Cu по отношению к Pt равна +8,6 милливольт. В то же время ТЭДС металла Ni равна —6,2. В таком случае ТЭДС системы Cu—Ni будет при той же разности температур равна $14,8 = 8,6 + 6,2$.

Сказанное относится к случаю, когда „холодный“ спай держится при 0°. Если температура холодного спая не 0°, а какая-то иная, например 50°, то необходимо из ТЭДС, наблюдаемой, например, при разности температур 400°—0° вычесть ТЭДС, наблюдаемую при 50°.

Так, например, пара Cu—Ni, развивающая, как сказано выше при 400°—0° ТЭДС, равную 14,8, при наличии разности температур в 400°—50° разовьет только 13,7 милливольт, так как пара Ni—Cu при разности температур в 50°—0° дает ТЭДС, равную +1,1 милливольт.

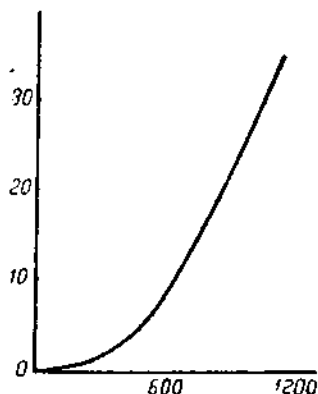


Рис. 104.

§ 40. Вопросы и задачи для самопроверки.

1. Что вы знаете об электроде? Какова его скорость, в зависимости от приложенной разности потенциалов? Рассчитайте скорость электрона под разностью потенциалов в 4900 вольт. *Решение.* 42000 км в 1 сек.

2. Что такое число Фарадея и чему оно равно?

3. При каких условиях возникает ЭДС химического происхождения?

4. Что вы знаете о газовой проводимости? Что такое ток насыщения?

5. Чему равно весовое количество меди, которое осадил ток силой 10 ампер в течение 6 часов из медного купороса. (Предполагается известным, что медь в CuSO_4 двухвалентна и что ее молекулярный вес 63,6.)

Решение. 71 г.

6. Чему равны скорости ионов при градиенте 10 вольт/см?

7. Рассчитайте проводимость нормального раствора поваренной соли, если диссоциация его равна 70%.

Решение. $7,4 \cdot 10^{-2}$.

ТЕМА V.

ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК.

Настоящая заключительная тема обычно подробно излагается в курсе электротехники. Мы внесли ее в наш курс потому, что без поля переменного тока невозможно достаточно полно описать явления индукции.

Вопросы, здесь излагаемые, представляют известные трудности, однако, необходимо эти трудности преодолеть.

§ 41. Характеристика переменного тока.

Переменным током мы называем такой ток, который много раз в секунду периодически изменяет свое направление в проводах. Обычный технический ток имеет около 100 перемен в 1 сек. Но существуют технические токи, где число перемен в секунду достигает 1000 и даже 10000. Более частые перемены мы относим уже обычно к области электрических колебаний.

Законы, по которым происходит нарастание и ослабление переменного тока, могут быть весьма различны. Простейшей формой является синусоидальная.

Рассмотрим подробнее эту форму.

При синусоидальном изменении тока изменение силы его во времени характеризуется законом:

$$I = I_0 \sin \omega t, \quad (32)$$

где t есть время, а ω — некоторый множитель — так называемая угловая скорость.

Здесь уместно сделать некоторые математические замечания.

Мы привыкли понятие синус сочетать с понятием об угле: $\sin 40^\circ$, $\sin 60^\circ$ и т. д.

Однако сочетание это не является необходимым. Вспомним различные способы определения углов. Наиболее обычным является счет в градусах. Его происхождение довольно понятно. Число 360 очень удобно, так как допускает деление на много простых чисел: $360 = 2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 5$. Таким образом окружность в 360° удобно делится на 2, 3, 4, 5, 6, 8, 9, 10, 12 и т. д. частей. Наряду с делением на 360 градусов, в последнее время распространяется деление на 400 долей, именуемых градами. Выгода такого деления та, что каждый прямой угол заключает 100 градусов и, следовательно, удобно выражается в десятичной системе счета. Если условиться, кроме того, делить градус на 100 минут, а минуты на 100 сек., то получается новое удобство в смысле написания углов. Угол в 50 градусов 37 мин. и 42 сек. напишется просто 50,3742 града.

Неудобство деления на градусы то, что 100 не делится на 3. Таким образом важные углы в 60° , 30° выражаются в градах в виде периодических дробей 66,66...; 33,33...

Оба эти способа счета несут в себе явные признаки чего-то случайного, условного.

Более рациональным является счет в радианах. Радиан определяется как угол, охватывающий дугу, длина которой равна радиусу.

Длина дуги S , охватываемая углом в α радиан при радиусе R , определяется из соотношения

$$S = \alpha R,$$

откуда имеем

$$\alpha = \frac{S}{R}.$$

Таким образом угол, выраженный в радианах, есть отношение двух длин, т. е. величина отвлеченная. А это позволяет нам дать новое толкование функции синус.

Синус угла, взятого в радианах, есть синус от отвлеченного числа. Вместе с тем отпадает навязанное синусу понятие об угле, как об аргументе функции синус. Синус может быть взят от любого числа, представляющего отвлечение от числа именованного. Мы можем взять синус от 1932 или от 0,127 и т. д.

Итак, желая вернуть синусу его законное значение некоторого „оператора“ над отвлеченным числом, мы должны в обычных таблицах „натуральных синусов“ заменить значение углов в градусах — углами в радианах: получим такую, например, таблицу (табл. 8)

Таблица 8

Таким образом мы имеем функцию, которая возрастает, достигает максимума при аргументе $\alpha = 1,57 = \frac{\pi}{2}$, затем убывает до 0, которого достигает при аргументе 3,14 (π) и делается далее отрицательной.

Кривая на рис. 105 дает ход функции $y = \sin x$.

Мы имеем систему периодически повторяющихся волн, из которых каждая состоит из положительной и отрицательной части. Кривая эта называется синусоидой. Мы предполагаем ее известной и приводим здесь только для того, чтобы подчеркнуть высказанное утверждение о законности понимания аргумента α как отвлеченного числа.

$\sin 0 = 0,00$	$\sin 1,8 = 0,97$
$\sin 0,2 = 0,20$	$\sin 2,0 = 0,90$
$\sin 0,4 = 0,39$	$\sin 2,2 = 0,80$
$\sin 0,6 = 0,57$	$\sin 2,4 = 0,66$
$\sin 0,8 = 0,72$	$\sin 2,6 = 0,50$
$\sin 1 = 0,84$	$\sin 2,8 = 0,32$
$\sin 1,2 = 0,93$	$\sin 3 = 0,11$
$\sin 1,4 = 0,98$	$\sin 3,2 = -0,08$
$\sin 1,6 = 1,00$	$\sin 3,4 = -0,26$
	и т. д.

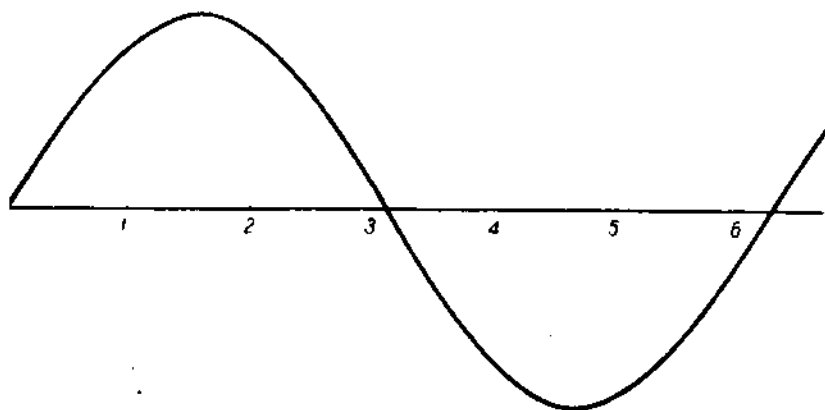


Рис. 105.

Обратимся теперь к синусоиде, изображающей переменный ток.

$$J = J_0 \sin \omega t.$$

Величина t обозначает время, прошедшее с начала колебания, выраженное в секундах.

Величина J_0 именуется амплитудой и представляет собою высшее значение, которое принимает ток J , когда синус достигает наибольшего своего значения, равного единице.

Что касается величины ω , то смысл ее таков. По мере роста аргумента синус периодически возвращается к своему начальному значению, всякий раз, когда аргумент увеличивается на 2π . Обозначим время, потребное для того, чтобы аргумент увеличился на 2π , через T .

Тогда ωT должно равняться 2π , и мы имеем соотношение:

$$\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (33)$$

Величина T называется периодом переменного тока. В случае обычного переменного тока T равно $1/50$ сек.

Величина $\frac{1}{T}$ представляет собою число периодов в 1 сек. и называется частотой. Частота обозначается греческой буквой ν .

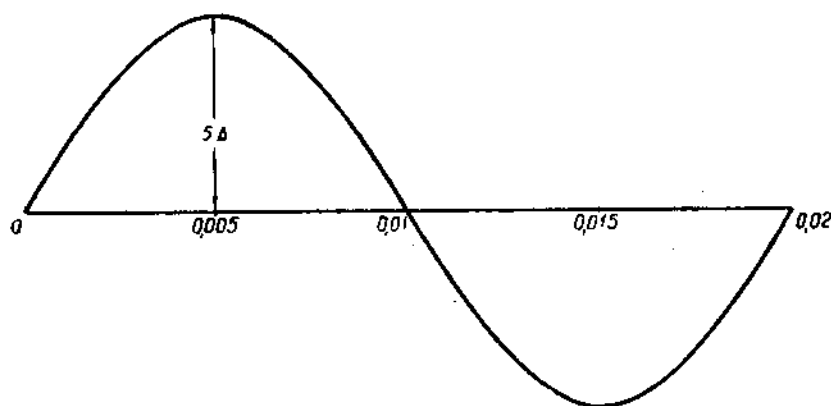


Рис. 106.

Величина ν , равная $\frac{1}{T}$, для обычного технического тока, имеющего период $1/50$ сек., принимает, следовательно, значение

$$\nu = 50.$$

Соответственное значение

$$\omega = 2\pi \cdot 50 = 314.$$

В дальнейших примерах мы, для упрощения расчетов, будем часто полагать $\omega = 300$, что приводит к периоду $1/47.7$ сек.

Единица частоты именуется герц.

Так если ток имеет 1000 периодов в секунду, мы говорим, что частота его равна 1000 герцам.

Весь аргумент ωt может быть переписан так:

$$\omega t = \frac{2\pi}{T} t.$$

Так как $\frac{t}{T}$ есть отвлеченное число, то весь аргумент $2\pi \frac{t}{T}$ есть тоже

отвлеченное число, к которому, следовательно, относится сказанное выше о синусе от отвлеченного числа.

Для примера на рис. 106 изображена кривая, характеризующая изменение силы тока во времени, если положить $J_0 = 5$ ампер и $T = 1/50$ сек. За единицу по оси абсцисс взят промежуток времени 0,001 сек. За единицу по оси ординат взят 1 ампер.

Однако привычка мыслить аргумент синуса в виде угла привела к тому, что и в данном случае величина 2π мыслится как угол, равный 360° .

И действительно, подобное наглядное представление имеет свои удобства.

Вообразим радиус, длина которого равна J_0 , вращающийся с равномерной угловой скоростью, равной $\frac{2\pi}{T}$ радианов в 1 сек. (рис. 107). За время t он

прочертит угол $\frac{2\pi}{T} t$ радианов. Длина его вертикальной тени AB , равная

$J_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$, изобразит силу тока к моменту времени t .

Отсюда наименование для величины $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — «угловая скорость».

Предыдущий анализ исходил из предположения, что в момент, с которого начался счет времени ($t = 0$), сила тока также равна нулю. Но возможно и такое положение, когда в момент, от которого начался счет времени, ток уже имеет некоторую величину и что нулевое значение тока должно быть отнесено к некоторому предшествовавшему моменту времени, равному τ , так что к моменту, когда часы показывают t , с начала движения протекло $t + \tau$ времени. Очевидно, что в таком случае в момент времени t мгновенное значение силы тока изобразится формулой

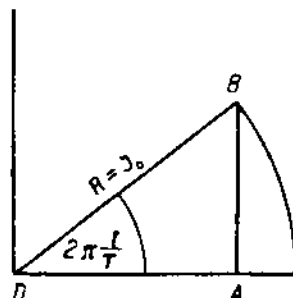


Рис. 107.

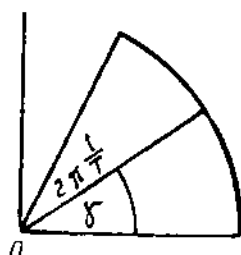


Рис. 108.

$$J = J_0 \sin \omega (t + \tau)$$

или

$$J = J_0 \sin (\omega t + \omega \tau).$$

Величина $\omega \tau$ называется начальной фазой тока или просто фазой.

Обращаясь к угловой интерпретации, мы мыслим фазу $\omega \tau$ как тот угол γ , который образует вращающийся радиус J_0 (рис. 108) в начальный момент времени $t = 0$.

В этой символике пишем

$$J = J_0 \sin (\omega t + \gamma). \quad (34)$$

Анализ кривых, характеризующих переменный ток, весьма облегчается, благодаря прибору — о с ц и л л о г р а ф у. Этим именем называют гальванометр

со столь легкой поворотной рамкой (точнее просто двойной петлей), что она успевает следить без инерции за всяким изменением силы тока (рис. 109). Масляный тормоз гасит в то же время ее собственное колебание.

Предположим, что зеркало M гальванометра, под влиянием переменной силы тока, поворачивается вправо и влево, так что отраженный от него световой зайчик чертит мелькающую горизонтальную линию.

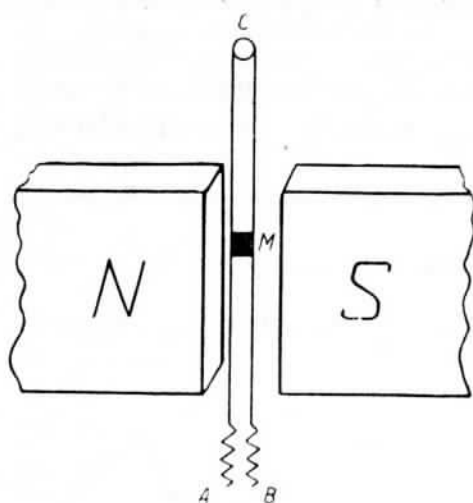


Рис. 109.

Если спроектировать эту линию на быстро перемещающуюся в вертикальном направлении фотографическую ленту, то эта мелькающая черточка развернется в синусоиду. Осциллограф обычно заключает 2 и даже до 6 подобных гальванометров, позволяющих следить одновременно за целым рядом токов. Внешний вид осциллографа изображен на рис. 110.

§ 42. Действующая сила переменного тока.

Переменный ток периодически изменяет свою силу и свое направление.

То значение силы переменного тока, которое он имеет в данное

мгновение, носит наименование мгновенной силы тока.

То, что измеряют наши обычные инструменты (не осциллографы) есть, однако, не мгновенная сила, но некоторое среднее ее значение.

Из различных величин, которые представляют собою те или иные усредненные значения, наиболее важной является эффективная или действующая сила тока.

Предположим, что переменный ток, описываемый равенством

$$J = J_0 \sin \omega t,$$

течет по тепловому амперметру.

Проволока этого прибора нагревается. Несмотря на то, что ток все время и очень быстро меняет свою мгновенную силу, проволока принимает некоторую среднюю температуру, так что стрелка прибора дает определенное отклонение. Включив затем этот прибор в цепь постоянного тока, будем изменять силу этого тока до тех пор, пока тепловой прибор не даст прежнего отклонения. Та сила постоянного тока, которая вызывает нагрев проволочки теплового амперметра, тождественный с нагревом ее в цепи тока переменного, именуется эффективной силой переменного тока. Станем обозначать ее знаком J .

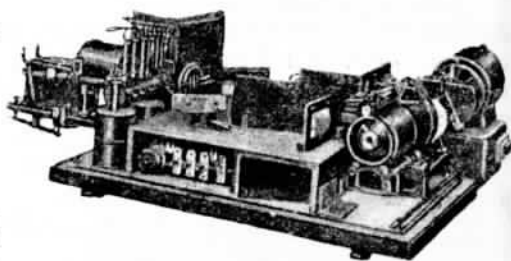


Рис. 110.

Можно показать, что величина J связана с максимальной силой переменного тока J_0 соотношением: *)

$$J = \frac{J_0}{\sqrt{2}} = J_0 \cdot 0,707. \quad (35)$$

По тем же правилам, по которым образована эффективная сила тока, мы получаем определение для эффективной разности потенциалов:

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{2}} = E_0 \cdot 0,707.$$

Обычные измерительные инструменты переменного тока измеряют именно эти эффективные величины.

43. Переменный ток в цепи, заключающей самоиндукцию.

Когда ток, вступающий в катушку самоиндукции, возрастает по своей силе, то в катушке возникает ЭДСИ, направленная навстречу току. При ослаблении тока ЭДСИ имеет направление, совпадающее с направлением тока.

Если ток, циркулирующий по катушке, есть ток переменный, то явления самоиндукции приобретают решающее значение в вопросе о режиме переменного тока. Если ток J за промежуток времени dt возрос на dJ ампер, то ЭДСИ, возникающая в проводе, имеет величину

$$e_i = L \frac{dJ}{dt}$$

*) Действительно, теплота Q , выделяемая эффективным током J в амперметре, имеющем сопротивление R за полный период T , равна

$$Q = J^2 RT.$$

Чтобы вычислить теплоту, которую за тот же срок T выделяет в амперметре ток переменный, разобьем весь процесс на большое число отдельных процессов, длительность которых обозначим через dt .

Обозначая мгновенную силу тока через $J_0 \sin \omega t$, мы для теплоты dQ , выделяемой за время dt , получим выражение

$$dQ = J_0^2 \sin^2 \omega t \cdot R \cdot dt.$$

Полное количество теплоты за весь период T получим, сложив бесконечно большое число бесконечно малых слагаемых такого типа за весь период T .

Для решения вопроса рассмотрим сумму выражений типа $\int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt$, где знак $\int$ обозначает суммирование, а приписанные значки 0 и T определяют пределы суммирования.

Вместо искомой суммы $\int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt$ рассмотрим сумму выражений:

$$\int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt + \int_0^T \cos^2 \omega t \cdot dt.$$

Так как $\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t = 1$, то означенная сумма равна

$$\int_0^T 1 \cdot dt = T.$$

С другой стороны, мы знаем, что функция $\cos \omega t$ в течение полного периода

и направлена в период нарастания тока навстречу ему, что отмечается обычно знаком — :

$$e = -L \frac{dJ}{dt}. \quad (36)$$

В этой формуле величина L обозначает коэффициент самоиндукции.

Поставим теперь следующую задачу.

Предположим, что в катушке, имеющей сопротивление R омов и самоиндукцию L генри, течет синусоидальный ток

$$J = J_0 \sin \omega t.$$

Спрашивается, какую разность потенциалов надо приложить к концам катушки для того, чтобы осуществить заданный ток.



Рис. 111.

Рис. 111 изображает соответствующую схему включения. Если катушка имеет сопротивление R , то для преодоления этого сопротивления нужна извне приложенная мгновенная разность потенциалов e_1 , равная падению потенциала в сопротивлении R под влиянием мгновенной силы тока $J_0 \sin \omega t$, т. е.

$$e_1 = RJ_0 \sin \omega t.$$

В то же мгновение для преодоления самоиндукции требуется мгновенная

пробегает те же значения, что и $\sin \omega t$, только в другой последовательности. Отсюда следует, что сумма

$$\int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt$$

равна

$$\int_0^T \cos^2 \omega t \cdot dt,$$

так что написанное выражение может быть переписано так:

$$\int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt + \int_0^T \cos^2 \omega t \cdot dt = 2 \int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt = T,$$

откуда имеем

$$\int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt = \frac{T}{2}.$$

Умножая нашу сумму на $J_0^2 R$ и приравнявая полученную теплоту той, которую выделяет эффективный ток J , имеем

$$J_0^2 R \frac{T}{2} = J^2 RT.$$

Сокращая на RT , получаем:

$$\frac{J_0^2}{2} = J^2$$

или окончательно,

$$J = \frac{J_0}{\sqrt{2}}.$$

как мы и утверждали.

завне приложенная разность потенциалов e_2 , равная и противоположная (отсюда перемена знака) электродвижущей силе самоиндукции:

$$e_2 = L \frac{dJ}{dt};$$

полагая $J = J_0 \sin \omega t$, имеем

$$e_2 = L\omega J_0 \cos \omega t.$$

Замечаем, что две потребные для создания предписанного тока мгновенные разности потенциалов не совпадают в отношении моментов своего наибольшего развития. Величина e_1 выражается через синус и проходит через значение нуль, когда $\omega t = 0$ или π , или 2π и т. д., т. е. изменяется "софазно" току.

Наоборот, e_2 , выражающаяся через косинус, достигает в эти моменты своего наибольшего развития, так что e_2 "упреждает" e_1 на 90° .

Общая, потребная нам мгновенная разность потенциалов, равная $e_1 + e_2$, представляется, таким образом, суммой двух синусоидальных, но не совпадающих по фазе, разностей потенциалов.

$$E = e_1 + e_2 = RJ_0 \sin \omega t + L\omega J_0 \cos \omega t.$$

Легко показать, что в итоге такого сложения двух синусоид мы вновь получаем синусоиду, имеющую фазу, лежащую где-то между 0 и $\frac{\pi}{2}$.

Действительно, сделаем следующие подстановки:

Обозначим RJ_0 через $E_0 \cos \varphi$, где E_0 и φ подлежат подбору на основании дальнейших соображений.

Величину $L\omega J_0$ обозначим через $E_0 \sin \varphi$.

На такую замену мы всегда имеем право на основании следующих соображений. Для подбора значений E_0 и φ поступим так: оба написанные равенства

$$RJ_0 = E_0 \cos \varphi$$

$$L\omega J_0 = E_0 \sin \varphi$$

возвысим в квадрат и сложим.

Имеем

$$E_0^2 (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) = R^2 J_0^2 + L^2 \omega^2 J_0^2.$$

Отсюда, заменяя $\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi$ через 1, получаем

$$E_0^2 = J_0^2 (R^2 + L^2 \omega^2), \quad (37')$$

тем определено значение величины J_0 .

Деля второе выражение на первое, имеем

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}.$$

Таким образом E_0 и φ определяются легко.

Теперь перепишем сумму $e_1 + e_2$ так:

$$e_1 + e_2 = E_0 (\cos \varphi \sin \omega t + \sin \varphi \cos \omega t).$$

Но выражение, стоящее в скобках, равно синусу суммы. Следовательно $e_1 + e_2 = E_0 \sin (\omega t + \varphi)$, чем и доказано высказанное утверждение о синусе.

социальном характере потребной нам извне приложенной разности потен. циалов.

Означенный комплекс формул имеет такой смысл.

Для преодоления двух противодействующих току факторов — сопроти- вления и самоиндукции — надо приложить синусоидальную разность потен. циалов с амплитудой $E_0 = J_0 \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$ и фазой φ , определяемой фор- мулой

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R},$$

чем и определяется значение φ .

Первую формулу мы напомним так:

$$J_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}}. \quad (37)$$

Эта формула связывает максимальное значение силы тока J_0 с макси- мальным значением разности потенциалов E_0 связью, напоминающей закон Ома. Только вместо простого „омического“ сопротивления R мы имеем сложное выражение, куда, наряду с сопротивлением R , входит на равных правах „индукционное сопротивление“ $L\omega$. Величина этого „ин- дукционного сопротивления“ тем больше, чем больше коэффициент самоин- дукции L и чем выше угловая скорость ω .

Так при $L = 0,05$ генри и угловой скорости $\omega = 300$ (период $1/42,7$ сек.), выражение $L\omega$ равнозначно 15 омам.

Второе выражение

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R} \quad (38)$$

определяет угол φ , на который фаза приложенной разности потенциалов упреждает фазу тока, или, что то же самое, на сколько ток отстает от приложенной разности потенциалов. Угол φ тем больше, чем больше индук- ционное сопротивление $L\omega$ по сравнению с омическим сопротивлением R .

Если R очень мало, а $L\omega$ велико, то угол φ близок к 90° , т. е. ток отстает от разности потенциалов почти на 90° . В этом случае момент на- ступления максимальной силы тока будет совпадать с минимумом для при-ложенной разности потенциалов и наоборот.

На рис. 112 изображено взаимное соотношение силы тока $J = J_0 \sin \omega t$ и разности потенциалов

$$E = E_0 \sin (\omega t + \varphi)$$

при условии, что угол $\varphi = 45^\circ$. Синусоида тока отмечена сплошной, синусоида разности потенциалов отмечена пунктирной линией. Все эти явления хорошо иллюстрируются на осциллографе, имеющем 2 гальванометра. На одно и то же место фотографической ленты мы отбрасываем два зайчика. Один — от гальванометра, регистрирующего силу тока; другой — от гальва- нометра, регистрирующего разность потенциалов.

Получаем две синусоиды, изображенные на рис. 112 и характеризующие развитие силы тока и разности потенциалов во времени.

Заметим, наконец, что в формуле

$$J_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}}$$

можно максимальные значения силы тока J_0 и приложенной разности потенциалов E_0 заменить эффективными.

Тогда мы имеем:

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}} \quad (39)$$

Приведем несколько примеров.

Задача 1. Дана эффективная разность потенциалов $E = 120$ вольт. Сопротивление цепи $R = 5$ омов. Цепь обладает самоиндукцией L в 0,02 генри. Угловая скорость $\omega = 300$ (период $1/15,7$ сек.). Определить J и φ .

Решение. Имеем: $R = 5$; $L\omega = 6$; $\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2} = 7,8$ омов.

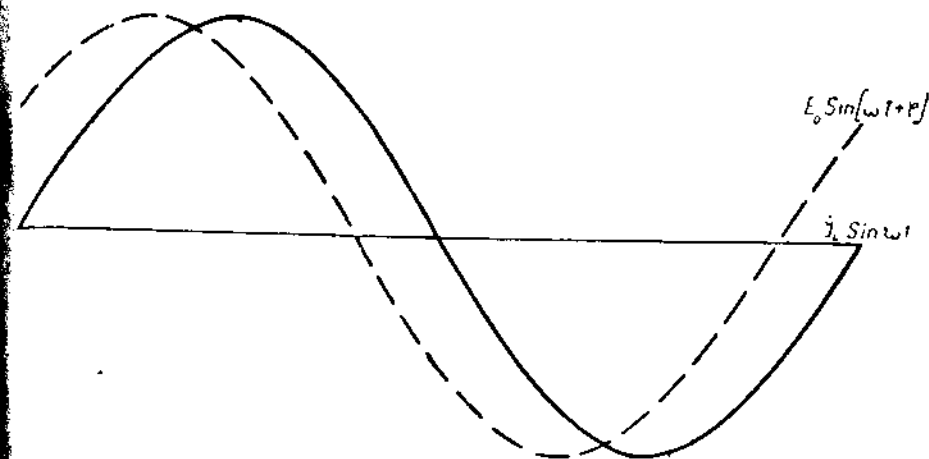


Рис. 112.

Отсюда $J = \frac{120}{7,8} = 15,4$ ампера.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{6}{5},$$

или

$$\varphi = 50^\circ 12'.$$

Задача 2. Дана разность потенциалов $E = 120$ вольт. Требуется подобрать так R и L , чтобы сила тока была 10 А, а угол $\varphi = 45^\circ$. Угловую скорость считать за 300.

Решение. Так как $\varphi = 45^\circ$, то $\operatorname{tg} \varphi = 1$. Следовательно,

$$R = L\omega.$$

Отсюда для $\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$ получаем значение $R\sqrt{2}$.

Подставляя полученное значение в уравнение, имеем

$$\frac{120}{R\sqrt{2}} = 10,$$

или

$$R = 8,485 \text{ омов.}$$

Отсюда для L получаем

$$L = \frac{8,485}{300} = 0,0283 \text{ генри.}$$

Кроме того, что к цепям переменного тока в целом не применим закон Ома в его простейшем виде — он не применим и в том отношении, что общее падение потенциала вдоль линии не равно сумме частных падений.

Действительно, мы видели, что мгновенная разность потенциалов на концах сопротивления R , по которому течет ток $J_0 \sin \omega t$ в момент t , равна $RJ_0 \sin \omega t$, где RJ_0 играет роль максимальной разности потенциалов.

Эффективная разность потенциалов получится через деление максимальной разности потенциалов на $\sqrt{2}$, т. е.

$$E_1 = \frac{RJ_0}{\sqrt{2}} = JR.$$

Мгновенная разность потенциалов на зажимах самоиндукции L в момент t равна

$$J_0 L \omega \cos \omega t,$$

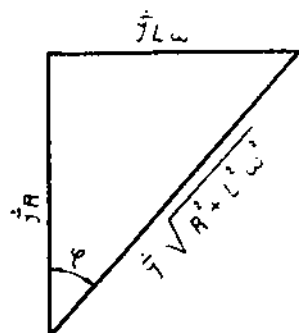


Рис. 113.

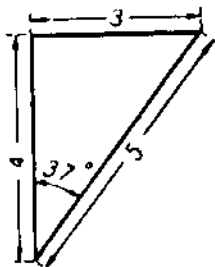


Рис. 114.

откуда получаем для эффективной разности потенциалов E_2 значение

$$E_2 = JL\omega.$$

Между тем общая разность E равна

$$J\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}.$$

Как видим, E не равно $E_1 + E_2$.

Весьма замечательно, что в силу теоремы Пифагора из отрезков $JL\omega$, JR и $J\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$ можно построить прямоугольный треугольник (рис. 113), причем угол φ , противолежащий катету $JL\omega$, как раз равен тому углу, который характеризует отставание тока J от разности потенциалов E . Это дает нам удобный прием для графического разрешения задач о переменном токе.

Задача 3. Построить треугольник разностей потенциалов по следующим данным: $E = 120$, угловая скорость $\omega = 300$ (период $1/47,7$ сек.), сопротивление $R = 4$ ома и $L = 0,01$ генри.

Решение. $R\omega = 3$ и $R = 4$. Строим треугольник с катетами 4 и 3 (рис. 114) и видим, что $\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2} = 5$ и $\varphi = 38^\circ 42'$. Сила тока $J = 24$ ампера.

Отсюда для разности потенциалов на зажимах сопротивления имеем значение $E_1 = 24 \times 4 = 96$ В, для разности потенциалов на зажимах самоиндукции получаем $E_2 = 24 \times 3 = 72$ В.

§ 44. Переменный ток в цепи, заключающей емкость.

Если к цепи, содержащей конденсатор с емкостью C , приключить источник постоянной разности потенциалов E , то к обкладкам емкости притечет

количество электричества Q , равное $Q = EC$, после чего ток прекратится. Если, однако, разность потенциалов E есть величина, периодически меняющаяся, то будет периодически наблюдаться притекание и оттеkanie тока от конденсатора, так что в питающих проводах установится переменный ток, сила которого, естественно, тем выше, чем больше емкость, чем выше приложенная разность потенциалов E_0 и чем чаще происходит смена потенциала, т. е. чем выше угловая скорость ω .

Таким образом между эффективной силой тока J , разностью потенциалов E и емкостью C должно существовать соотношение:

$$J = kE\omega C,$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Решим задачу о режиме переменного тока в цепи, содержащей емкость C и, последовательно с нею, сопротивление R .

Поставим задачу так: пусть в цепи, обладающей сопротивлением R и емкостью C (рис. 115) циркулирует переменный ток силой $J = J_0 \sin \omega t$. Спрашивается: какова должна быть приложенная разность потенциалов E , необходимая для поддержания такого тока? Конечно, ясно, что она должна иметь синусоидальный характер, с угловой скоростью ω , но не известна ни ее амплитуда E_0 , ни фаза φ . Поэтому

$$E = E_0 \sin(\omega t + \varphi),$$

где E_0 и φ подлежат определению.

Для решения задачи рассуждаем так.

Ток, силой $J = J_0 \sin \omega t$, протекая в течение короткого промежутка времени dt по цепи, подводит к емкости количество электричества dQ , равное $J_0 \sin \omega t \cdot dt$.

Потенциал конденсатора, в силу связи между емкостью конденсатора C , его потенциалом E_1 и количеством электричества Q (ср. формулу $E_1 = \frac{Q}{C}$),

возрастет при этом на величину $dE_1 = \frac{J_0 \sin \omega t \cdot dt}{C}$.

Следовательно, для поддержания в цепи требуемого тока эта разность потенциалов должна быть уравновешена увеличением извне приложенной разности потенциалов.

С другой стороны, вместе с ростом силы тока увеличится разность потенциалов, идущая на преодоление сопротивления. Если формула, определяющая силу тока, есть

$$J = J_0 \sin \omega t,$$

то прирост тока за время dt равен

$$dJ = J_0 \omega \cos \omega t \cdot dt.$$

Отсюда прирост разности потенциалов dE_2 , расходуемой на преодоление сопротивления, равен

$$dE_2 = J_0 R \omega \cos \omega t \cdot dt.$$

Общий прирост получается через сложение частных и равен

$$dE = dE_1 + dE_2 = \frac{J_0 \sin \omega t \cdot dt}{C} + J_0 R \omega \cos \omega t \cdot dt,$$

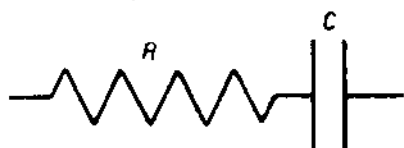


Рис 115.

Этот прирост должен быть уравновешен приростом извне приложенной разности потенциалов, т. е. должен равняться дифференциалу величины $E_0 \sin(\omega t + \varphi)$ за это же время, т. е. должен быть равен $E_0 \omega \cos(\omega t + \varphi) dt$, что приводит к уравнению:

$$E_0 \omega \cos(\omega t + \varphi) dt = \frac{J_0}{C} \sin \omega t \cdot dt + J_0 R \omega \cos \omega t \cdot dt.$$

Сокращая на dt и разлагая выражение $\cos(\omega t + \varphi)$, получаем равенство:

$$E_0 \omega \cos \omega t \cos \varphi - E_0 \omega \sin \omega t \sin \varphi = \frac{J_0}{C} \sin \omega t + J_0 R \omega \cos \omega t.$$

Если мы правильно выбрали значения для E_0 и φ , то левая и правая части равенства должны быть тождественно равны друг другу, т. е. множители при переменных $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$ должны порознь равняться друг другу, что приводит к двум уравнениям:

$$\begin{aligned} E_0 \omega \cos \varphi - J_0 R \omega \\ - E_0 \omega \sin \varphi = \frac{J_0}{C}. \end{aligned}$$

Для нахождения значений J_0 и φ поступаем так.

Возвысив оба равенства в квадрат и сложив, имеем

$$E_0^2 \omega^2 \sin^2 \varphi + E_0^2 \omega^2 \cos^2 \varphi = J_0^2 \omega^2 R^2 + \frac{J_0^2}{C^2}.$$

Вынесем за скобки множители $E_0^2 \omega^2$ и J_0^2 и заменим $\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi$ через единицу. Имеем:

$$E_0^2 \omega^2 = J_0^2 \left(\omega^2 R^2 + \frac{1}{C^2} \right),$$

откуда окончательно

$$J_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{C^2 \omega^2}}}. \quad (40)$$

С другой стороны, деля второе уравнение на первое, имеем

$$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{1}{R C \omega}. \quad (41)$$

Как видим, получаются выводы, весьма сходные с предыдущими.

В формулу, определяющую силу тока, наряду с омическим сопротивлением R , входит „емкостное“, равное $\frac{1}{C \omega}$. Это сопротивление тем меньше, чем больше включенная емкость C и чем больше угловая скорость ω .

Что касается φ , то величина его тангенса определяется отношением емкостного сопротивления к омическому. Отрицательный знак его обозначает, что на этот раз разность потенциалов запаздывает сравнительно с током, или, другими словами, ток упреждает приложенную разность потенциалов на угол φ .

Диаграмма рис. 116 изображает указанное соотношение между силой тока $J = J_0 \sin \omega t$ и приложенной разностью потенциалов $E = E_0 \sin(\omega t - \varphi)$ в предположении, что $\varphi = -45^\circ$.

Опять таки вместо J_0 и E_0 в формулу можно ввести J и E .
Имеем

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega}\right)^2}}. \quad (42)$$

Попрежнему эффективная разность потенциалов, появляющаяся на зажимах емкости и сопротивления, изобразится произведением JR и $J\frac{1}{C\omega}$.

Решим теперь несколько задач.

Задача 1. К цепи, заключающей сопротивление $R = 100$ омам и емкость, равную 20 микрофарадам, приложена разность потенциалов 120 эффективных

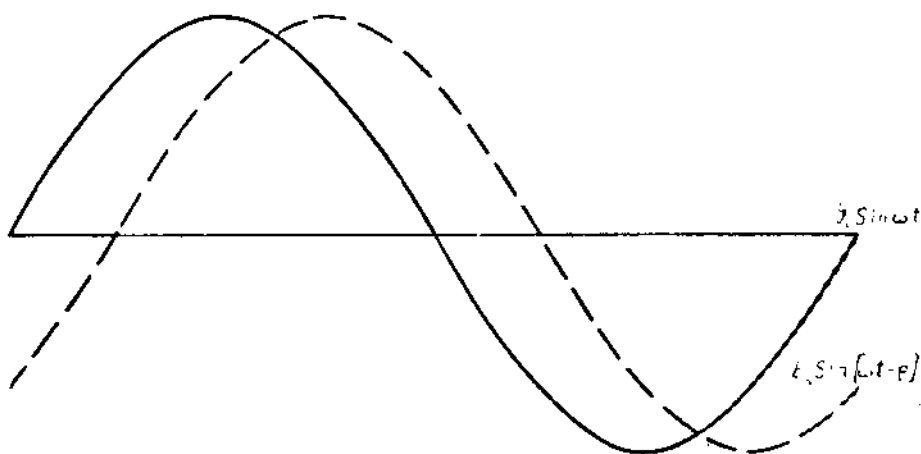


Рис. 116.

вольт. Требуется вычислить силу тока и разность фаз между током и приложенной разностью потенциалов. Угловую скорость принять равной 300.

Решение. 20 микрофарад $= 2 \cdot 10^{-5}$ фарад.

Величина $C\omega = 300 \times 2 \cdot 10^{-5} = 6 \cdot 10^{-3}$, откуда $\frac{1}{C\omega} = 167$ омам.

Подставляя, имеем

$$\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega}\right)^2} = 194;$$

отсюда $J = 0,6185$ А.

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{167}{100} = -1,67,$$

так что

$$\varphi = -59'6''.$$

Задача 2. Цепь имеет сопротивление $R = 20$ омам и емкость $C = 20$ микрофарадам. При какой угловой скорости ω мы будем иметь $\operatorname{tg} \varphi = -1$?

Решение. Для этого необходимо, чтобы $\frac{1}{C\omega} = R = 20$. Но $C = 2 \cdot 10^{-5}$ фарад.

Отсюда имеем

$$\omega = \frac{1}{20 \cdot 2 \cdot 10^{-5}} = 2,5 \cdot 10^3.$$

Таким образом искомый ток должен иметь приблизительно 400 герцев.

Попрежнему замечаем, что приводимые соотношения допускают простое геометрическое истолкование.

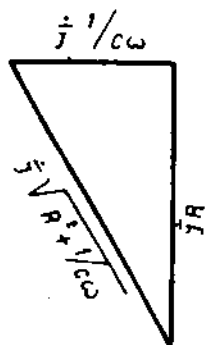


Рис. 117.

Выражение $J \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega}\right)^2}$ может быть изображено как гипотенуза прямоугольного треугольника, построенного на катетах JR и $J\frac{1}{C\omega}$ (рис. 117). Желая выразить, что угол φ имеет отрицательное значение, отложим катет $J\frac{1}{C\omega}$ влево от вертикального катета JR .

Эффективные разности потенциалов, устанавливающиеся на зажимах сопротивления R и емкости C , изобразятся через $E_1 = JR$ и $E_2 = J\frac{1}{C\omega}$.

§ 45. Общий случай. Цепь, состоящая из сопротивления, емкости и самоиндукции, включенных последовательно.

Рис. 118 изображает схему включения, отвечающую рассматриваемому случаю.

Как мы видели, роль самоиндукции и емкости в цепи переменного тока противоположна. Если самоиндукция влечет за собою запаздывание тока, то емкость обуславливает упреждение.

Мы не будем анализировать общий случай, поставленный в заголовке параграфа, но сообщим лишь, что совокупное действие емкости и самоин-

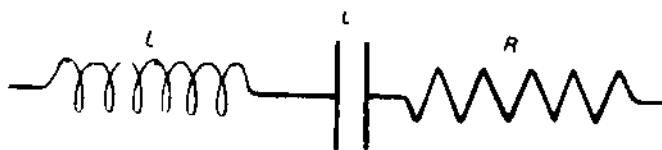


Рис. 118.

дукции, включенных последовательно, приводит к формуле, представляющей сочетание формулы (39) и формулы (40):

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}. \quad (43)$$

Антагонизм между индукционным и емкостным сопротивлением обнаруживается в знаке минус, которым соединены эти два сопротивления.

Графически это представляется так.

Пусть вертикальный вектор JR попрежнему изображает разность по-

тенциалов, идущую на преодоление сопротивления. Векторы $JL\omega$ и $J\frac{1}{C\omega}$ изображают разности потенциалов, идущие на преодоление индукционного и емкостного сопротивлений. Они направлены в разные стороны и следовательно геометрически вычитаются. Окончательный треугольник имеет вид, изображенный на рис. 119.

Величина $\operatorname{tg} \varphi$ определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}. \quad (44)$$

Любопытный случай наступает, если в цепи, состоящей из последовательно включенных емкости, самоиндукции и сопротивления, емкость и самоиндукция подобраны так, что $L\omega$ равно

$\frac{1}{C\omega}$. Тогда выражение $\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)$ делается равным нулю, и сила тока J определяется простым законом Ома

$$J = \frac{E}{R}.$$

Если R мало, то сила тока J при этом достигает очень больших значений. Велики становятся и произведения $J \cdot L\omega$ и $J \cdot \frac{1}{C\omega}$, характеризующие разности потенциалов на зажимах емкости и самоиндукции.

Иными словами, разности потенциалов на зажимах емкости и самоиндукции достигают больших значений, могущих каждая в отдельности существенно превзойти приложенную разность потенциалов. Однако, как уже сказано на стр. 102, не следует думать, что общая разность потенциалов равна просто арифметической сумме разностей потенциалов на зажимах емкости, самоиндукции и сопротивления.

Задача. Пусть $E = 120$ вольт. Положим $R = 2$ омам. Далее сделаем $L = 0,01$ генри. Пусть $\omega = 1000$. Требование, чтобы $L\omega = \frac{1}{C\omega}$ приводит к емкости C , равной 10^{-4} фарад = 100 микрофарад. Имеем

$$J = \frac{120}{2} = 60 \text{ ампер.}$$

Величина $J \cdot L\omega = 60 \cdot 10 = 600$ вольт.

Величина $J \cdot \frac{1}{C\omega} = 60 \cdot 10 = 600$ вольт.

Наконец, падение потенциала на зажимах сопротивления $R = 2$ омам равно $2 \times 60 = 120$ вольтам. Таким образом вся извне приложенная разность потенциалов в 120 вольт расходуется целиком на преодоление омического сопротивления, тогда как разности потенциалов на зажимах самоиндукции и емкости, равные каждая 600 эффективных вольт, взаимно

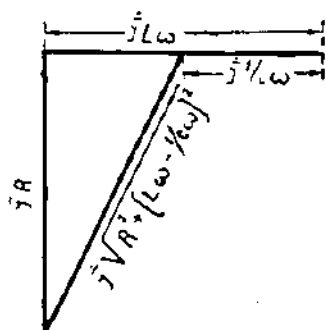


Рис. 119.

уничтожаются, будучи направлены в каждый данный момент навстречу друг другу.

Действительно, в то время как в случае самоиндукции (при отсутствии сопротивления) приложенная разность потенциалов упрещает ток на 90° , в случае емкости она отстает от тока на 90° , так что их направления в любой момент отличаются на 180° , т. е. взаимно противоположны.

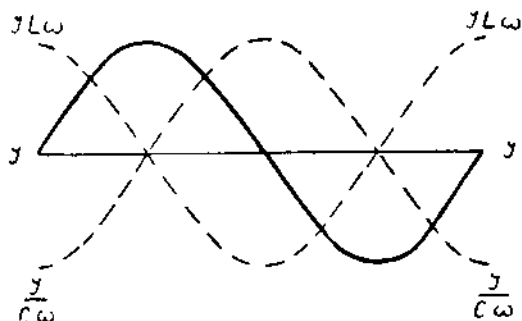


Рис. 120.

Описанное явление называется „резонансом напряжения“. Этим термином мы хотим отметить, что напряжения, наблюдаемые в цепи, превосходят извне приложенные. Кривые на рис. 120 изображают указанные соотношения. Сплошной синусоидой изображен ток. Пунктирные синусоиды изображают разности потенциалов, одновременно действующие на зажимах емкости C и самоиндукции L .

Явление резонанса напряжения может наступить при сочетании емкости и самоиндукции в цепях и тогда оно вызывает опасные перенапряжения в линиях, пробивающие кабель.

С другой стороны, резонанс напряжений искусственно возбуждается в антеннах для создания мощных электрических полей в пространстве, окружающем антенну. Но об этом будет сказано несколько подробнее в следующих параграфах.

§ 46. Резонанс тока.

От случая резонанса напряжений надо отличать явление резонанса тока.

Он наступает тогда, когда переменный ток вступает в систему параллельных цепей, из которых одна заключает емкость C и небольшое сопротивление R_1 , а вторая — самоиндукцию L и тоже небольшое омическое сопротивление R_2 .

Положим, что условие $L\omega = \frac{1}{C\omega}$ попрежнему выполнено. Допустим далее, что $R_1 = R_2 = 1$ ому, а разность потенциалов E , приложенная к концам цепи, равна 120 вольт (рис. 121). Оба сопротивления обозначены на чертеже буквой R .

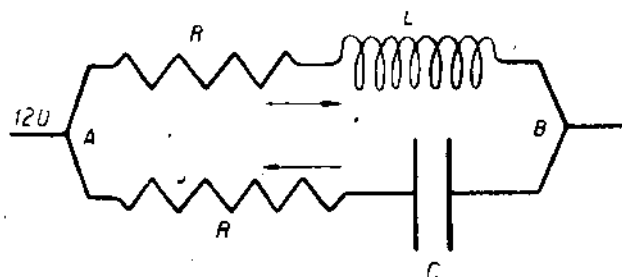


Рис. 121.

Остальные величины L , C и ω пусть имеют те же значения, что и в предыдущем случае, т. е. $L = \frac{1}{100}$ генри, $C = 10^{-4}$ фарады и $\omega = 1000$.

Тогда для верхней цепи имеем уравнение

$$J_1 = \frac{120}{\sqrt{1^2 + 10^2}} \approx 12 \text{ A.}$$

Для нижней цепи получаем

$$J_2 = \frac{120}{\sqrt{1^2 + 10^2}} \approx 12 \text{ A.}$$

Но $\operatorname{tg} \varphi$ для верхней цепи имеет значение $\operatorname{tg} \varphi = +\frac{10}{1} = +10$, а для нижней $\operatorname{tg} \varphi = -\frac{10}{1} = -10$.

Величина тангенса ± 10 определяет угол $\varphi = \pm (84^\circ 48')$.

Таким образом ток в верхней цепи отстает почти на 90° от разности потенциалов точек A и B , а ток в нижней цепи — почти на те же 90° опережает эту разность. Иными словами, эти два тока имеют в двух параллельных цепях почти противоположное направление, образуя замкнутый вихрь, если идеализировать случай и считать угол φ равным в точности $\pm 90^\circ$.

Рис. 122 изображает две диаграммы, отвечающие двум параллельным цепям. Пунктир на диаграммах изображает синусоиду разностей потенциалов, а сплошные линии характеризуют ток. Как видим, в любой момент токи имеют противоположное направление, подобно тому, как то имело место в отношении разностей потенциалов в предыдущем случае при последовательном включении емкости и самоиндукции.

Так как точка A в рассматриваемом случае (рис. 121 и 122) в любое мгновение получает от одной из двух параллельных ветвей столько же электричества, сколько посылает его по другой, то для поддержания тока наш контур не нуждается в притоке электричества извне. Мы получаем любопытную картину, когда в замкнутом кольце наблюдается значительный вихрь тока, хотя ток отсутствует в проводах, питающих эту замкнутую систему.

Отсюда наименование „резонанс тока“.

§ 47. Электрические колебания.

Явление резонанса приводит нас к возможности создания быстро-переменного тока, носящего обычно наименование „электрических колебаний“. В условиях, описанных в предыдущем параграфе, как мы видели, возможен в замкнутой системе круговой ток значительной силы при отсутствии его в питающих проводах. Этот вихрь имеет как бы изолированное существование и, раз возникнув, может существовать некоторое время без питания. Период, ему свойственный, определяется требованием, чтобы емкость C , самоиндукция L и угловая скорость ω были связаны соотношением

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} \quad (45)$$

или

$$\omega^2 = \frac{1}{LC}.$$

Вспоминая, что $\omega = \frac{2\pi}{T}$, получаем:

$$T = 2\pi\sqrt{L \cdot C}. \quad (46)$$

Хотя этот периодический вихрь имеет почти самостоятельное существование, тем не менее, как увидим сейчас, энергия его все же расходуется, и для пополнения ее требуется генератор переменного тока той же

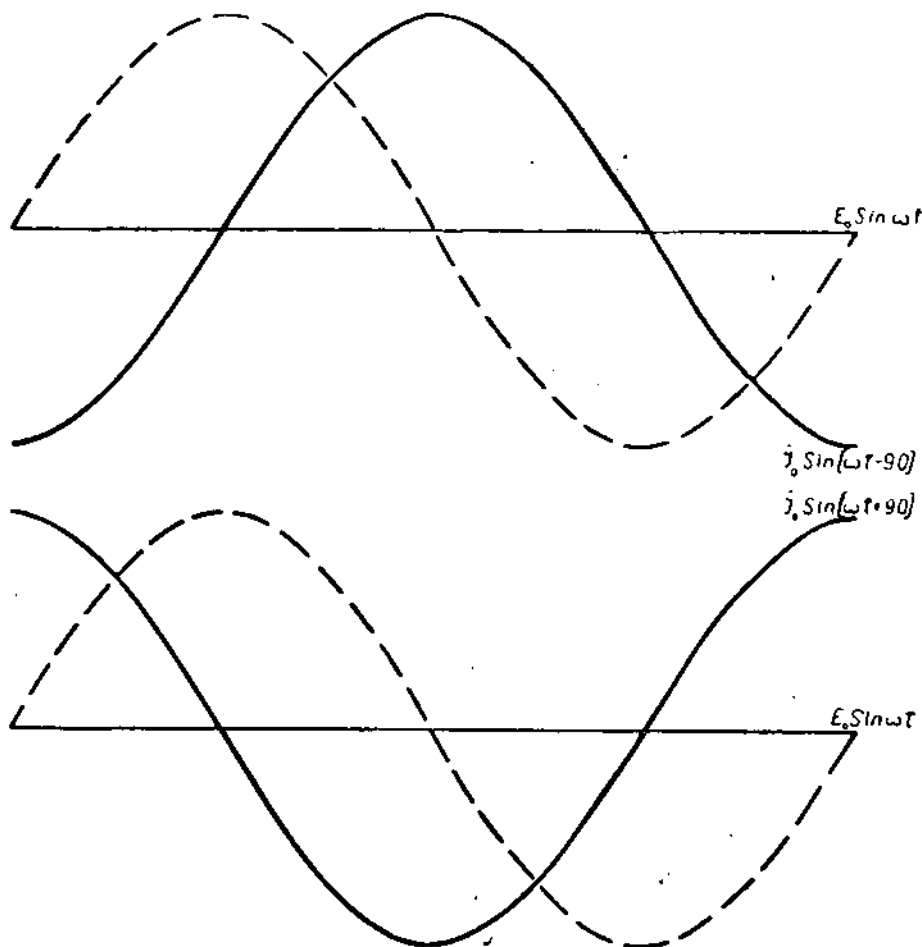


Рис. 122.

частоты, что и частота колебания. В настоящее время генерация токов высокой частоты почти целиком опирается на свойства катодных ламп.

Устройство их таково.

В стеклянный резервуар, из которого удален воздух в максимальной степени, впаяны 3 электрода (рис. 123).

1) Катод KK представляет собою вольфрамовую нить, доводимую особым источником тока (E_2 на рис. 124) до высокой температуры. Как

показывает название, этот электрод соединяется с отрицательным полюсом источника постоянного тока (E_1 на рис. 124).

2) Анод A имеет вид полого цилиндра, обтекающего катод KK . Он соединяется с положительным полюсом источника тока E_1 . В цепь анода включается кроме того „колебательный контур“, состоящий из емкости C и самоиндукции L_1 , включенных в соответствии с рис. 124.

3) Третий электрод S именуется „сетка“. Он изображен на рис. 123 в виде винтовой проволоки, а на рис. 124 — в виде пунктирной средней линии. О нем скажем позже.

Как мы видели в § 33, в катодной лампе с накаливаемого катода устремляется к аноду струя электронов, обилие и мощность которой определяется температурой и величиной поверхности нити катода, а также приложенной разностью потенциалов.

При замыкании линии электро- ный толчок вызывает в момент своего включения в колебательном контуре быстро замирающий ритмический вихрь. Для поддержания возникших колебаний применяется такой прием.

Помимо анода и катода, введенных в лампу, в промежутке между ними помещается третий электрод — сетка.

Если этот сетчатый электрод получает отрицательный заряд, то он отталкивает приближающиеся к нему от катода электроны обратно и бронирует анод от электронной атаки. Ток сквозь лампу прекращается.

Наоборот, если сетка несет положительный заряд, то она притягивает к себе идущие от катода электроны и с увеличенной скоростью пропускает их к аноду. Ток в катодной лампе при этом усиливается.

Ритмично меняя знак заряда на сетке, мы получаем в лампе источник ритмично пульсирующего тока.

Для сообщения сетке должного ритма пульсации поступаем так.

Рядом с катушкой самоиндукции L_1 колебательного контура помещаем вторую катушку L_2 . Первые колебания, возникшие в колебательном контуре от первого электронного толчка, индуцируют в катушке L_2 синхронные (тождественные по периоду) колебания, которые начинают ритмично заряжать сетку. От этого ток, текущий через лампу, приобретает ритмичность, синхронную с колебаниями контура.

Придав таким образом должную ритмичность токам, текущим в пита-

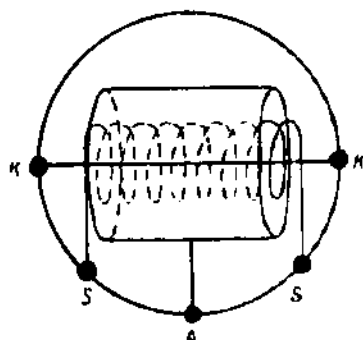


Рис. 123.

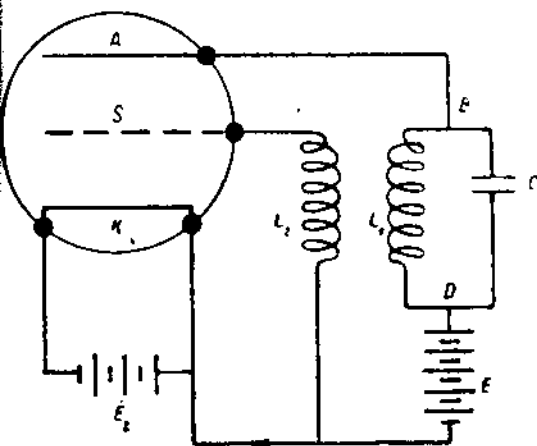


Рис. 124.

ющей цепи, мы, естественно, усиливаем и поддерживаем возникшие в контуре колебания.

Этот прием, когда возникшие уже колебания сами влияют на генератор, придавая ему должную ритмичность, именуется регенерацией.

Следует оговориться, что питание катодной лампы высоковольтной аккумуляторной батареей (рис. 124), не применяется более. Обычно пользуются генератором переменного тока, применяя сложные схемы выпрямления, в описание которых мы входить не будем.

Заметим лишь, что важную составную часть этих схем составляет кенотрон. Этим именем называют катодную лампу, имеющую только два электрода: накаливаемый катод и холодный анод.

Мы видели, что такая лампа пропускает ток только при том условии, что накаливаемый электрод является катодом. Если такую лампу питать переменным током, то она пропустит только ту половину переменного тока, для которой накаливаемый электрод является катодом. Таким образом кенотрон является выпрямителем тока.

§ 48. Трансформатор.

Важной особенностью переменного тока, определяющей его промышленное значение, является его способность трансформироваться.

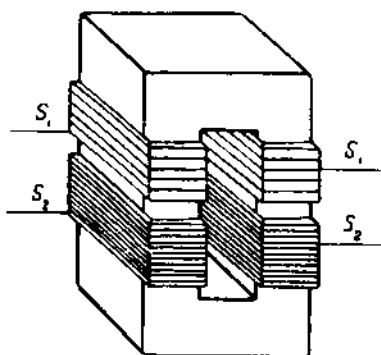


Рис. 125.

Трансформатор устроен так. Имеется кольцо из расслоенного мягкого железа, на которое накладываются две обмотки (рис. 125). Одна (назовем ее первичной) несет некоторое число витков, например, $N_1 = 100$. Пусть другая, вторичная, имеет $N_2 = 6000$ витков.

По первичной обмотке пропускаем переменный ток. Он создает в катушке, а значит и в железном кольце, переменный магнитный поток.

Этот поток, пронизывая витки вторичной обмотки, вызывает в них появление индукционной электродвижущей силы.

Режим как первичной, так и вторичной цепей определяется главным образом индукционными явлениями в них.

Сопротивления обмоток обычно сравнительно незначительны, и мы в нашем элементарном изложении будем их игнорировать.

В первом своем описании мы поставим явления в такой временной последовательности: 1) сначала создаем первичный синусоидальный ток; 2) вследствие этого возникает синусоидальный магнитный поток; 3) и, наконец, как следствие проникновения этого потока во вторичную обмотку, в ней появляется электродвижущая сила индукции. Но, как мы уже отметили в другом месте, нет необходимости расчленять во времени явления, происходящие в трансформаторе, на разные этапы, выбранные именно в такой последовательности.

Поэтому мы начнем рассмотрение явления со средней стадии. Предположим, что в железном кольце уже существует некоторый синусоидальный магнитный поток Φ . Спрашивается: какие явления возникнут при этом в

вторичной цепи и какую разность потенциалов надо приложить к первичной для создания такого синусоидального потока?

Пусть поток Φ изменяется синусоидально по закону:

$$\Phi = \Phi_0 \sin \omega t.$$

Проникая во вторичную обмотку, он вызывает в каждом витке ЭДС, которая пропорциональна скорости изменения потока $\frac{d\Phi}{dt}$.

Для выражения ее в вольтах следует разделить $\frac{d\Phi}{dt}$ на 10^8 . Имеем

$$e_2 = - \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} = - \frac{\Phi_0 \omega \cos \omega t}{10^8}.$$

Знак — обозначает, что вторичный ток, возникающий в период нарастания потока Φ , имеет размагничивающее влияние.

В N_2 витках вторичной обмотки возникает в N_2 раз большая ЭДС, так что на концах разомкнутой вторичной обмотки получается мгновенная ЭДС, равная

$$E_2 = - \frac{\Phi_0 N_2 \omega \cos \omega t}{10^8}$$

или эффективная электродвижущая сила E_2 , равная:

$$E_2 = \frac{\Phi_0 N_2 \omega}{\sqrt{2} \cdot 10^8}. \quad (47)$$

В первичной обмотке под влиянием того же потока Φ возникает такая же эффективная электродвижущая сила E_1 , отличная от вышеприведенной только тем, что множителем в ней является число витков N_1 первичной обмотки. Имеем

$$E_1 = \frac{\Phi_0 N_1 \omega}{\sqrt{2} \cdot 10^8}. \quad (47')$$

Для того, чтобы преодолеть эту ЭДС в первичной катушке и заставить втекать в нее требуемый ток, необходимый для создания магнитного потока, следует приложить извне к первичной обмотке равную и противоположную эффективную разность потенциалов,

$$V_1 = \frac{\Phi_0 N_1 \omega}{\sqrt{2} \cdot 10^8}.$$

Положим для примера, что сердечник трансформатора имеет сечение 40 см^2 и что он построен из железа, имеющего в стадии насыщения поток индукции интенсивностью $1,5 \cdot 10^4$ гауссов, что дает для Φ_0 значение $1,5 \cdot 10^4 \times 40 = 6 \cdot 10^5$ максвеллов. Пусть наш переменный ток имеет период $1/300$ сек., что отвечает угловой скорости $\omega = 300$.

Положим, наконец, $N_1 = 100$.

Это дает для $\bar{V}_1$ значение

$$\bar{V}_1 = \frac{100 \times 6 \times 10^5 \cdot 300}{10^8 \times \sqrt{2}} = 127 \text{ вольт.}$$

Что касается вторичной обмотки, то она имеет в 60 раз больше витков, чем первичная ($N_2 = 6000$).

Отсюда получаем

$$\bar{E}_2 = 127 \times 60 = 7620 \text{ вольт.}$$

Таким образом при посредстве трансформатора мы получаем возможность изменять электродвижущую силу тока. Приняв на первичную обмотку ток малой разности потенциалов (127 вольт), мы получаем на вторичной обмотке высокую электродвижущую силу (7620 вольт).

Что касается силы тока, то здесь мы имеем обратное отношение. В силу высказанного ранее общего закона индукции ток, порожденный индукцией, действует в таком направлении, чтобы ослабить изменения магнитного потока, благодаря которым он возник. Так в стадии нарастания магнитного потока вторичный ток действует на магнитный поток размагничивающим образом. Вместе с тем, конечно, он не может по своим магнитным действиям пре-высить влияние первичного тока, являющегося исходной причиной всего явления.

В пределе размагничивающее действие вторичного тока равно намагни-чивающему действию первичного.

Но магнитодвижущая сила пропорциональна числу ампер-витков (ср. § 22).

Отсюда следует правило: ампер-витки обеих обмоток в пределе равны друг другу. Иными словами, сила тока в обмотке, имеющей большее число витков N_2 , меньше силы тока в обмотке с малым числом витков во столько раз, во сколько N_2 больше N_1 .

Таким образом сила первичного тока в значительной степени опреде-ляется силою тока вторичного.

В случае, если вторичная обмотка выключена, ток в первичной обмотке очень слаб; так как ему мешает высокое значение фактора $L\omega$. По мере нагрузки вторичной обмотки, растет ее размагничивающая роль, падает значение фактора $L\omega$, и растет сила первичного тока, причем все время соблюдается правило, что силы первичного и вторичного токов относятся обратно числам витков. Так в рассматриваемом случае, когда $N_1 = 100$ и $N_2 = 6000$ — в случае, если, сила вторичного тока равна 10 амперам, то сила первичного тока равна (почти в точности) 600 амперам.

§ 49. О множителе $\cos \varphi$.

Если мы имеем переменный ток, энергия которого целиком потребляется на Джоулево тепло, то, как это следует из определения эффективной силы тока, энергия W , затрачиваемая за полный период T , равна

$$J^2 R T,$$

где вместо J ставим $\frac{E}{R}$, так что

$$W = JET.$$

Вообще же говоря, энергия тока за каждый данный промежуток вре-мени измеряется произведением из мгновенной силы тока J на мгновенную разность потенциалов E и на время dt :

$$dW = EJdt.$$

Но мы видели, что в случае переменного тока, в общем случае, сила тока J и разность потенциалов E не совпадают по моментам своего наи-

большого развития. Если в цепи действует емкость C или самоиндукция L , наряду с сопротивлением R , то наблюдается более или менее значительное расхождение по фазе между силой тока и приложенной разностью потенциалов.

Возникает вопрос, чему в таком случае равна энергия, развиваемая переменным током за один период.

Рассмотрим выражение для элемента энергии dW . Перемножив мгновенные значения силы тока J и разности потенциалов E и длительность процесса dt в предположении, что синусоида тока упреждает синусоиду разности потенциалов на угол φ , получим:

$$dW = J_0 \sin(\omega t + \varphi) E_0 \sin \omega t \cdot dt.$$

Раскроем выражение в скобках. Получаем

$$dW = J_0 E_0 \cos \varphi \sin^2 \omega t \cdot dt - J_0 E_0 \sin \varphi \cos \omega t \sin \omega t \cdot dt.$$

Образуем подобное произведение для всех промежутков времени dt , составляющих период T , и сложим их.

Имеем

$$W = \int_0^T E_0 J_0 \cos \varphi \sin^2 \omega t \cdot dt + \int_0^T E_0 J_0 \sin \varphi \cos \omega t \sin \omega t \cdot dt.$$

Вынося постоянные множители за знак суммы, получаем:

$$W = E_0 J_0 \cos \varphi \int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt - E_0 J_0 \sin \varphi \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t \cdot dt.$$

Рассмотрим детально сумму, образуемую первым и вторым членами нашего выражения.

В отношении второй суммы замечаем, что на протяжении 4 квадрантов выражения $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$ имеют два раза одинаковые знаки (1-я и 3-я четверти) и 2 раза противоположные (2-я и 4-я).

Следовательно, их произведения пройдут два раза через одинаковые по величине, но противоположные по знаку значения.

В итоге мы получаем сумму, равную нулю.

Что касается суммы $\int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt$, то мы уже ранее видели, что она равна $\frac{T}{2}$.

Отсюда мы получаем для всей энергии W , выделенной за период T , выражение:

$$W = \frac{J_0 E_0 T}{2} \cdot \cos \varphi. \quad (48')$$

Энергия W , выделенная за 1 сек. (мощность тока), равна

$$U = \frac{J_0 E_0}{2} \cos \varphi.$$

Это выражение можем переписать так:

$$U = \frac{J_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \varphi \text{ или, заменяя } \frac{J_0}{\sqrt{2}} \text{ и } \frac{E_0}{\sqrt{2}} \text{ величинами } J \text{ и } E,$$

имеем окончательно

$$U = JE \cos \varphi. \quad (48)$$

Таким образом в выражение мощности переменного тока, кроме множителей J и E , входит третий множитель $\cos \varphi$, могущий значительно снизить мощность, потребляемую в линии.

Мы видим, что чем ближе значение угла φ к 90° и, следовательно, чем меньше величина косинуса, тем меньше мощность U .

В частном случае, в пределе, если $\varphi = 90$, то $\cos \varphi$ равен нулю, и мы имеем в цепи энергию, равную нулю.

Это есть случай так называемого безындуктивного тока.

Заметим, что к этому случаю близок случай тока в первичной обмотке трансформатора при разомкнутой вторичной обмотке. В этом случае индуктивное сопротивление $L\omega$ весьма велико, в то время как сопротивление омическое R обычно мало, так

что $\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}$ достигает больших

значений и угол φ приближается к 90° . Таким образом потребление энергии тока весьма незначительно. Тем более, что и самая сила тока весьма мала. На рис. 126 изображено взаимное расположение синусоид, характеризующих магнитный поток, приложенную первичную раз-

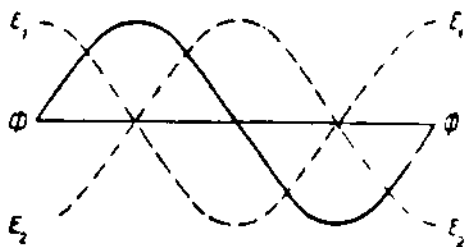


Рис. 126.

ность потенциалов E_1 и вторичную обмотку E_2 .

§ 50. Распространение электромагнитных колебаний.

В замкнутом контуре, составленном согласно рис. 124, возникают вихри электрических токов высокой частоты.

Каждый такой вихрь создает свое магнитное поле. Таким образом колебательный контур является источником магнитных полей, меняющих быстро периодически свое направление на противоположное. Если в большей или меньшей близости от такого колебательного контура расположить второй, тождественно построенный колебательный контур, то переменное магнитное поле, исходящее из первичного контура и проникающее во вторичный, вызовет в последнем колебания, обладающие тем же самым ритмом.

Явление это называется резонансом и играет громадную роль в вопросах о беспроволочной передаче энергии.

Из подобных беспроволочных энергетических передач упомянем печи высокой частоты.

Если вблизи колебательного контура, аналогичного изображенному на рис. 124, расположить второй, имеющий тот же собственный период, то в этом втором контуре возникнут интенсивные колебания, могущие, в свою очередь, возбудить сильные токи во всех металлических предметах, расположенных по соседству.

Погрузим в глубь такого контура тигель, содержащий какой-нибудь металл. Металл в тигле расплавится.

Выгода подобной установки заключается в том, что тигель при этом совершенно изолирован.

Его можно, например, поместить в сосуд, из которого удален воздух, или окружить тем или иным газом.

Мы получаем накал больших масс металла в пустоте или в избранной нами атмосфере. Подобные печи высокой частоты получают в последнее время растущее применение.

Аналогичная схема применяется для передачи электромагнитных сигналов на большие расстояния. Для этого в контуре, представляющем комбинацию емкости и самоиндукции, включенных в параллель, создается резонанс тока.

Этим последним пользуются для создания в антенне резонанса напряжений, для чего необходимо соответствующую емкость и самоиндукцию включить последовательно.

Эти колебания в состоянии создать столь могучие вибрации во всем окружающем эфире, что даже сильно удаленная приемная станция слышит их.

Если мы переходим к сверхбыстрым колебаниям, то для осуществления подобных электромагнитных колебаний нет даже необходимости в создании вышеописанной схемы во всех ее частях.

Представим отдельный электрон, почему-либо получивший прямолинейное колебательное движение. Каждый движущийся заряд есть ток.

Таким образом колеблющийся электрон символизирует собою быстропеременный электрический ток.

Мы опять наталкиваемся на трудность, что направление движения электрона не совпадает с направлением символизируемого им тока, но противоположно ему. Поэтому опять мысленно заменим движение электрона противоположным движением воображаемого положительного электрона.

В момент, когда положительный электрон перемещается вверх, вокруг него возникают кольца магнитных сил, из которых одно изображено на рис. 127.

Возникнув сначала в непосредственном соседстве с электронной траекторией, силовая магнитная линия постепенно расширяется. Это расширение совершается с громадной скоростью, равной скорости света $3 \cdot 10^{10}$ см/сек (30 000 км в 1 сек.).

Расширяясь со столь большой скоростью, силовая линия как бы отрешается от всего, что совершается у нее в тылу, так что сигналы о последующих событиях, развивающихся вблизи колеблющегося электрона, не могут догнать и, следовательно, повлиять на характер и качество несущейся в пространстве силовой линии.

Допустим, что скорость восходящего движения положительного электрона постепенно замирает, затем электрон переменяет знак движения и с возрастающей скоростью несется вниз.

При этом вокруг него возникнут обратно направленные по сравнению с предыдущим случаем магнитные силы, сначала слабые, постепенно, по мере ускорения электрона, делающиеся все более сильными, а затем замирающие. Каждая из силовых линий, возникнув вблизи электрона, отправляется вслед за ушедшими вперед, не догоняя их, и, следовательно, не влияя на их характер.

Таким образом, когда положительный электрон, начав колебание из своего среднего положения, направляясь вверх, завершит его, вернувшись

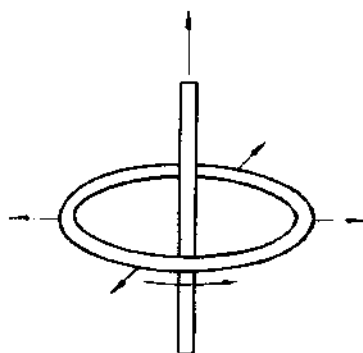


Рис. 127.

опять в среднее исходное положение, — вокруг него образуется система магнитных линий неравной напряженности и несходного направления.

На рис. 128 изображена эта картина, причем даны только задние половины магнитных колец. Наиболее удаленные от центра кольца снабжены крестиками справа, точками слева, чем обозначено направление линий, отвечающих восходящему движению электрона. Толщина крестиков и точек изображает интенсивность линий. Далее, ближе к оси, изображена система линий, отвечающих нисходящему движению электрона.

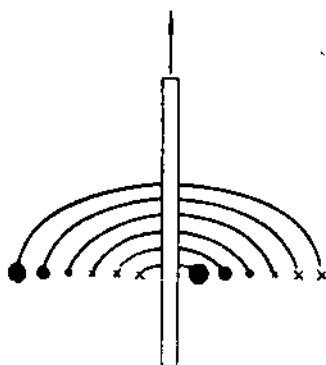


Рис. 128.

Изображенная картина представляет собою ту, которая развивается за время половины периода.

Когда электрон совершит много, например 50 полных колебаний, то от него успеет отойти 50 подобных систем, из которых $11\frac{1}{4}$ изображены в плоскостном разрезе на рис. 129.

Понятно, что, по мере своего расширения магнитные линии слабеют, что изображено постепенным ослаблением изображающих эти линии точек и крестиков.

Мы имеем систему быстро разбегающихся волн. Расстояние двух точек расположенных на одном радиусе и находящихся в данное мгновение, в сходных фазах, именуется длиной волны (рис. 130).

Между числом колебаний N , совершаемых электроном и длиной волны λ существует связь. Импульс, отделившийся от электрона в начале секунды

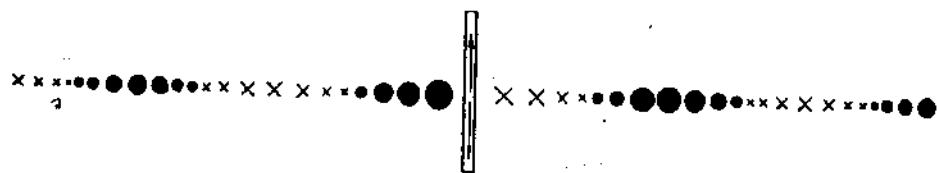


Рис. 129.

за 1 сек. успеет уйти на расстояние $3 \cdot 10^{10}$ см. Если за секунду вслед за ним отбежало от электрона N таких импульсов (волн), то, очевидно, каждый следующий идет на расстоянии $\frac{3 \cdot 10^{10}}{N}$ за предыдущим.

Это расстояние и представляет собою то, что именуется длиной волны λ .

Мы имеем соотношение:

$$\lambda N = 3 \cdot 10^{10}$$

или

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{N}$$

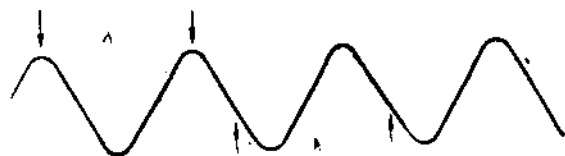


Рис. 130.

Заметим, что время, потребное для пробега длины, равной одной волне, очевидно, равно $\frac{1}{N}$ секунды, т. е. периоду колебания. За это время волна пройдет путь, равный $\frac{3 \cdot 10^{10}}{N}$, т. е. длину, равную волне,

Этот результат нам понадобится впоследствии и мы сформулируем его так. За время, равное одному периоду, волна пробегает путь, равный длине волны.

Представим теперь, что на пути движущихся линий магнитной силы расположен некоторый положительный электрон.

Мы видели, что когда провод пересекает магнитные линии, то в нем возникают ЭДСИ, причем тогда же оговорили, что это воздействие надо понимать, как воздействие магнитного поля на электроны, находящиеся в движущемся проводе.

Направление электродвижущей силы определялось правилом правой руки.

Напряжение этой силы, как мы вывели там же, определялось законами воздействия магнитного поля на электронный ток.

А именно электрон, движущийся со скоростью v , эквивалентен току ev , где e есть заряд электрона в абс-кулонах. Сила F , с которой магнитное поле воздействует на электрон, равна

$$F = Bev,$$

где B есть интенсивность поля.

Случай, рассматриваемый здесь, отличается от случая, рассмотренного раньше, тем, что теперь движется не электрон поперек неподвижного магнитного поля, но, наоборот, магнитное поле мимо покоящегося электрона.

Это изменение условий изменяет правило правой руки на противоположное.

Если мимо положительного электрона (рис. 131) слева направо проносится магнитная силовая линия, имеющая направление, обозначенное точками,



Рис. 131.

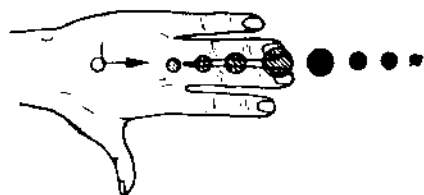


Рис. 132.

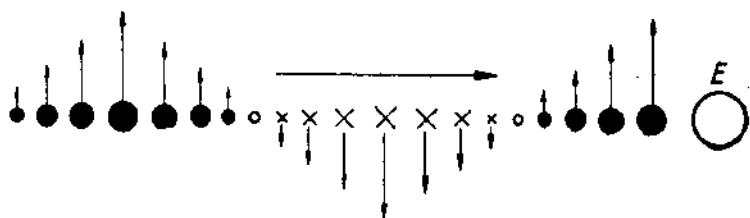


Рис. 133.

то в смысле воздействия на электрон это — то же самое, как если бы поле покоилось, а электрон со скоростью света несл бы в противоположном направлении — справа налево.

При этих условиях электрон испытает сдвигающее усилие, направленное по правилу левой руки снизу вверх (рис. 132).

Когда изменится направление магнитных линий, проносящихся мимо электрона, то изменится направление сил, сдвигающих электрон, так что электрон станет колебаться.

Таким образом электрон, мимо которого проносятся „магнитные волны“, придет в колебание, направление которого определяется соответственно изложенным правилам.

На рис. 133, представляющем копию рис. 129, кроме точек и крестиков, изображающих магнитные линии, проставлены стрелки, своим направлением и величиной знаменующие направление и величину электрических сил, воздействующих на электрон, мимо которого проносятся эти волны, заставляя его колебаться.

Так как мы имеем перед собою два колеблющихся вектора: вектор магнитных сил и вектор сил электрических, то самое явление называется электромагнитными колебаниями.

§ 51. Вопросы и задачи для самопроверки.

1. Что называется действующей (эффективной) силой тока?
2. Как влияет на переменный ток введение самоиндукции?
3. Напряжение переменного тока равно 120 эффективных вольт. Цепь состоит из сопротивления в 10 омов и самоиндукции в 0,05 генри при 50 периодах. Определить силу (эффективную) тока и сдвиг фаз.

Решение. $J_{eff} = 6,45$ ампера; $\varphi = 57^\circ 30'$.

4. Напряжение сети то же, что и в предыдущей задаче (120 вольт). В цепь включено сопротивление $R = 10$ омам и емкость, равная 100 микрофарадам. Период тока $\frac{1}{50}$ сек. Определить силу тока (J) и сдвиг фаз.

Решение. $J = 3,6$ ампера, $\varphi = -72^\circ 33'$.

5. Как влияет самоиндукция и емкость, включенные последовательно в цепь переменного тока?

6. Что такое резонанс напряжения?

7. Как влияет самоиндукция и емкость, включенные параллельно.

8. Что такое резонанс тока?

9. Как получаются электрические колебания?

10. В чем заключается процесс распространения этих колебаний?

11. Опишите устройство трансформатора.

У трансформатора в первичной цепи сила тока $J_1 = 60$ ампер и разность потенциалов $V_1 = 100$ вольт. Чему равна сила тока вторичной цепи, если вторичная разность потенциалов 3000 вольт?

Решение. $J_2 = 2$ ампера.

ТЕМА VI.

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ СВЕТА.

Настоящее задание включает в себе общую характеристику световых явлений — явлений отражения и преломления, понимаемых как распространение волноподобного процесса. Далее следует учение о спектрах черного излучения и о спектре люминесценции.

§ 52. Общая схема колебаний.

Токи, относительно медленно изменяющие свою силу и направление, называются, как мы видели, переменными токами.

По мере учащения этих перемен, мы переходим в область токов высокой частоты. С дальнейшим уменьшением периода колебаний мы вступаем в область „герцевских“ колебаний. Когда генератором электромагнитных колебаний становится электрон, то число колебаний выражается сотнями биллионов в одну секунду, и мы переходим в область „световых колебаний“.

Чтобы дать понятие об интервалах, которые определяют тот или иной тип колебаний, приведем таблицу:

Таблица 9

Название типа колебаний	Приближенное число полных периодов в 1 сек.		Длина волны	
	от	до	от	до
Переменный ток	50	1000	6000 км $= 6 \cdot 10^4$ см	300 км $= 3 \cdot 10^5$ см
Высокая частота.	10^3	10^5	300 км $= 3 \cdot 10^5$ см	3 км $= 3 \cdot 10^3$ см
Герцевские колебания	10^5	10^{11}	3 км $= 3 \cdot 10^3$ см	3 мм $= 3 \cdot 10^{-1}$ см
Ультрагерцевская область	10^{11}	10^{12}	3 мм $= 3 \cdot 10^{-1}$ см	0,3 мм $= 3 \cdot 10^{-2}$ см
Инфракрасная область	10^{12}	$3,8 \cdot 10^{14}$	0,3 мм $= 3 \cdot 10^{-2}$ см	0,79 м $= 7,9 \cdot 10^{-5}$ см
Видимый спектр .	$3,8 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{14}$	0,79 м $= 7,9 \cdot 10^{-5}$ см	0,38 м $= 3,8 \cdot 10^{-5}$ см
Ультрафиолетовая область . .	$8 \cdot 10^{14}$	$7 \cdot 10^{16}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$ см	$4 \cdot 10^{-7}$ см
Рентгеновы лучи	$7 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{-7}$ см	$2 \cdot 10^{-10}$ см

Наконец заметим, что область видимого спектра в свою очередь обычно подразделяется на семь цветовых оттенков, имеющих следующие числа колебаний и длины волн.

Таблица 10

Цвет	Прибл. число полных периодов в 1 сек.		Длина волны	
	от	до	от	до
Красный	$3,8 \cdot 10^{14}$	$4,65 \cdot 10^{14}$	$7,90 \cdot 10^{-5}$ см	$6,45 \cdot 10^{-5}$ см
Оранжевый	$4,65 \cdot 10^{14}$	$5,22 \cdot 10^{14}$	$6,45 \cdot 10^{-5}$ см	$5,75 \cdot 10^{-5}$ см
Желтый	$5,22 \cdot 10^{14}$	$5,45 \cdot 10^{14}$	$5,75 \cdot 10^{-5}$ см	$5,5 \cdot 10^{-5}$ см
Зеленый	$5,45 \cdot 10^{14}$	$6,05 \cdot 10^{14}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$ см	$4,95 \cdot 10^{-5}$ см
Голубой	$6,05 \cdot 10^{14}$	$6,6 \cdot 10^{14}$	$4,95 \cdot 10^{-5}$ см	$4,55 \cdot 10^{-5}$ см
Синий	$6,6 \cdot 10^{14}$	$7,05 \cdot 10^{14}$	$4,55 \cdot 10^{-5}$ см	$4,25 \cdot 10^{-5}$ см
Фиолетовый	$7,05 \cdot 10^{14}$	$7,90 \cdot 10^{14}$	$4,25 \cdot 10^{-5}$ см	$3,80 \cdot 10^{-5}$ см

§ 52a. Свет. Основные понятия.

Явления света мы затронем лишь постольку, поскольку знакомство с ними потребуется от нас дальнейшей практикой.

К интересующим нас вопросам относятся: 1) современные точные методы измерений, опирающиеся на интерферометрию, 2) исследования деформации в металле, опирающиеся на рентгеноскопию, 3) отдел геометрической оптики, т. е. геометрия построения изображений в линзах и зеркалах.

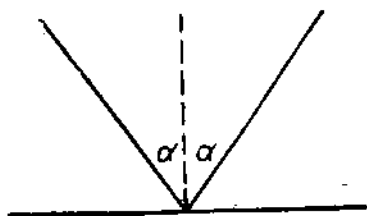


Рис. 134.

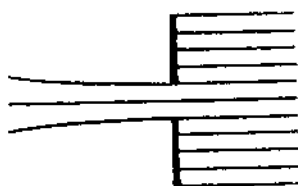


Рис. 135.

Теперь напомним основные законы отражения и преломления.

а) Отражение. Луч света, встречая полированную поверхность, отражается от нее, причем соблюдается закон: угол падения равен углу отражения (рис. 134). Углом падения называется угол, образуемый падающим лучом и перпендикуляром к поверхности зеркала.

Здесь уместно предостеречь от часто встречающейся ошибки — считать углом падения угол между лучом и зеркалом (а не перпендикуляром).

Заметим, что в этом отделе и в следующем мы пользуемся понятием луч.

С точки зрения, представляющей свет волноподобным процессом, луч есть понятие вторичное — вспомогательное.

Согласно этой теории от светящейся точки отбегает волна, имеющая форму шара, расширяющегося, подобно надуваемому мыльному пузырю. Луч есть радиус этого шара, указывающий направление, по которому совершается расширение шара. Он является таким образом перпендикуляром к поверхности волны.

В известной обстановке мы получаем, правда, явление, позволяющее придать понятию „луч“ вполне определенное физическое содержание.

Так, если световая волна встречает экран с небольшим отверстием, то сквозь это отверстие прорывается как бы прямолинейный снап света, имеваемый лучом (рис. 135).

Однако неполнота этого представления выступает уже и в этом опыте. В действительности краевые лучи этого снопа не распространяются параллельно снопу, но расходятся в стороны, окаймляя центральный снап ореолом отклоненных лучей (рис. 136).

Это отгибание краевых лучей носит наименование дифракции и обнаруживается с растущей отчетливостью вместе с уменьшением отверстия диафрагмы. При очень малых размерах диафрагмы мы уже не имеем подобного снопа лучей, так как свет, пройдя отверстие, отклоняется во все стороны весьма заметно.

Таким образом понятие луч является заменой световой волны лишь известной мере, тем не менее это понятие очень полезно при рассмотрении явлений преломления и отражения.

6) Преломление. Представим две прозрачные среды, например воду и стекло, отделенные друг от друга плоской поверхностью (рис. 137). Луч, упав под некоторым углом α на эту разделяющую грань, обычно изменяет свое направление, как говорят, преломляется. Пусть среда, из которой он идет, менее плотна, чем среда, в которую он входит. Тогда угол α , который образует этот луч с перпендикуляром к грани по эту сторону грани, обычно больше угла β , образуемого им по ту сторону грани. При обратном ходе лучей имеет место обратное соотношение.

Закон преломления гласит, что между синусом угла α и синусом угла β существует простая пропорциональность. Синус одного угла, например, $\sin \alpha$, определяет синус другого ($\sin \beta$) через деление на число, именуемое коэффициентом преломления.

$$\frac{\sin \alpha}{n} = \sin \beta \text{ или } \sin \alpha = n \sin \beta. \quad (49)$$

Если угол α есть угол, лежащий в менее плотной среде, например в воде, а β есть угол, расположенный в стекле, то угол α больше угла β , и коэффициент n есть величина, большая единицы ($n = \frac{9}{8}$).

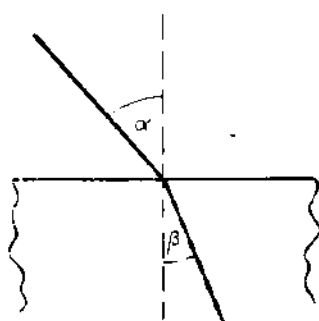


Рис. 137.

Наоборот, если мы ищем больший угол (α) по меньшему (β), то имеем обратное соотношение:

$$\frac{\sin \beta}{n_1} = \sin \alpha \text{ или } \sin \beta = n_1 \sin \alpha,$$

где $n_1 = \frac{1}{n} = \frac{8}{9}$.

Обычно явление преломления относят к случаю, когда одной из двух сред является пустота, или в первом приближении — воздух.

Соответственная величина коэффициента носит наименование абсолютного коэффициента преломления.

Так для стекла абсолютный коэффициент преломления равен 1,5. При этом предполагается, что луч идет из воздуха в стекло.

Для пары воздух — вода, коэффициент преломления равен 1,333.

Относительным коэффициентом преломления двух сред называется отношение абсолютных коэффициентов этих сред. Так для пары вода — стекло — относительный коэффициент равен отношению

$$1,5 : 1,333 = 1,125.$$

Как видим, относительный коэффициент определяет собой отношение синусов углов, наблюдаемых при преломлении на границе, образуемой данными двумя средами.

Пример 1. Луч идет из воздуха в стекло. Угол $\alpha = 38^\circ$, коэффициент $n = 1,5$. Найти угол преломления β . Имеем

$$\sin 38^\circ = 0,616.$$

Следовательно,

$$\sin \beta = \frac{0,616}{1,5} = 0,411;$$

этому отвечает угол $\beta = 24^{\circ}14'$.

Пример 2. Луч идет из стекла в воздух. Угол падения $\beta = 19^{\circ}$. Чем равен угол преломления α , если $n' = 0,65$?

Решение.

$$\sin 19^{\circ} = 0,326.$$

$$\sin \alpha = \frac{0,326}{0,65} = 0,481.$$

Отсюда $\alpha = 28^{\circ}47'$.

Пример 3. Угол падения α равен 38° . Угол преломления $\beta = 22^{\circ}$. Чем равен коэффициент n ?

Решение.

$$n = \frac{\sin 38^{\circ}}{\sin 22^{\circ}} = \frac{0,616}{0,375} = 1,643.$$

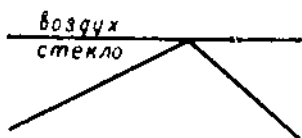


Рис. 138.

Заметим, что если задан больший из двух углов, напр. α , и ищется меньший β , то задача всегда допускает решение.

Действительно тогда имеем

$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}, \text{ где } n > 1.$$

Получаем для $\sin \beta$ дробь, по которой всегда можно найти угол β .

Но обратная задача не всегда возможна.

Пример 4. Луч идет из стекла в воздух. Дан меньший угол $\beta = 54^{\circ}$. Ищется угол выхода α , если для n' принять значение $n' = 0,61$. Имеем

$$\sin \alpha = \frac{\sin \beta}{n'} = \frac{0,809}{0,61} = 1,33.$$

Полученное для $\sin \alpha$ значение больше единицы, что невозможно.

Как известно, в этом случае вообще не получается преломления, и луч не выходит из первой среды, но, дойдя до грани, отражается обратно (рис. 138). Это явление именуется полным внутренним отражением.

Величина наименьшего угла падения, при котором еще возможно решение, определяется требованием, чтобы синус угла α равнялся единице, или иначе, чтобы $\alpha = 90^{\circ}$.

Выходящий луч при этом скользит вдоль по грани.

Так, в приведенном примере, когда $n' = 0,643$, имеем для предельного угла β такое значение:

$$\sin 90^{\circ} = \frac{\sin \beta}{0,643}$$

и, следовательно,

$$\beta = 40^{\circ}.$$

В элементарных учебниках часто описываемое явление изображается так, как будто бы вплоть до предельного значения угла падения мы имеем бес-

репятственное преломление. По достижении предельного угла преломление внезапно превращается в отражение.

В действительности это не так. Даже в случае угла падения, равного 0° , отражается около 5% всего падающего света. По мере роста угла падения процент отраженного света быстро возрастает за счет яркости света преломленного. Вблизи предельного угла яркость преломленного света падает почти до нуля и, наконец, при предельном угле все 100% света отражаются.

53. Природа преломления.

Ранее мы указали, что скорость распространения электромагнитного возмущения в воздухе (или пустоте) равна 300 000 км в 1 сек. $\approx 3 \cdot 10^{10}$ см/сек.

Но скорость распространения света в средах более плотных меньше, чем в пустоте, как то будет доказано далее.

Коэффициент преломления n есть отношение скорости света в воздухе к скорости света в исследуемой среде.

Проведем рассуждение, опираясь на представление о свете, как о волноподобном процессе, в котором луч света играет роль перпендикуляра, указывающего направление распространения волны.

Заметим, что если светлая точка достаточно удалена, то волна, оставаясь сферической, в небольшой своей части может быть рассматриваема как плоская. Лучи, ей со-

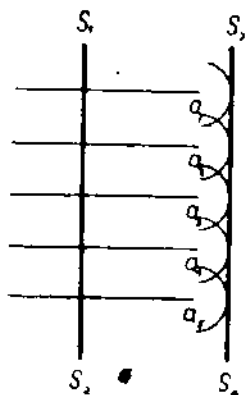


Рис. 139.

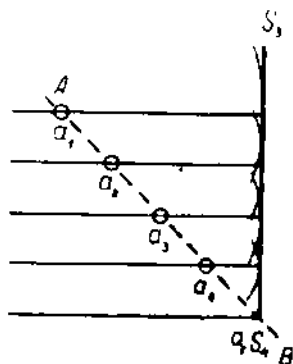


Рис. 140.

пряженные, приобретают характер параллельного пучка.

Возьмем такую „плоскую волну“ S_1S_2 (рис. 139).

Наше рассуждение развивается так. Допустим, что нам известны события, совершающиеся в момент t_1 . Тогда события, имеющие место в момент t_2 , явятся развитием того, что наблюдалось в предшествовавший момент t_1 .

Допустим, например, что в момент t_1 начали колебаться одновременно все точки $a_1, a_2, a_3 \dots$

Тогда из каждой такой вздрогнувшей точки к моменту t_2 успеет отбежать волна, и все эти волны вместе, налагаясь, образуют общую волну S_3S_4 , являющуюся огибающей ряда волн, исходящих из центров $a_1, a_2, a_3 \dots$

При этом нет даже необходимости в том, чтобы точки a_1, a_2, a_3 всколыхнулись одновременно.

Возможно и такое положение, при котором избранные нами точки a_1, a_2, a_3 вздрогнули в какой-то определенной последовательности, например, лежали бы на плоскости AB (рис. 140).

В таком случае точка a_1 вздрогнула раньше, чем точки $a_2, a_3, a_4 \dots$ к моменту времени t_2 от точки a_1 успевает отойти большая волна, чем от точки a_2 и т. д. Мы получим ту же плоскость S_3S_4 , так как в существе

дела ничего не изменилось, кроме нашего рассуждения. Теперь вообразим, что граница AB есть граница физическая, отделяющая две среды.

Если скорость распространения света в обеих средах одинакова, то при этом ничего не изменится. Новая волна S_3S_4 на рис. 140 расположится так же, как располагалась ранее. Но, если скорость распространения света во второй среде меньше, чем в первой, то радиусы частных волн, исходящих из точек, лежащих на AS_2 (рис. 141), теперь уменьшатся, и новая огибающая займет положение S_1S_3 между старым своим положением, S_1S_2 и преломляющей гранью AS_2 .

Замечаем, что угол $AS_2S_1 = \alpha$ равен углу падения. Действительно, он представляет собой угол между волной и гранью, и этот угол равен углу между лучом и перпендикуляром к грани.

Угол β есть угол преломления.

Собирая сказанное, замечаем, с одной стороны, что отрезки AK и AL относятся как скорости, а с другой стороны — они же относятся как синусы углов, т. е. как $\sin \alpha : \sin \beta$.

Имеем

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} \quad (50)$$

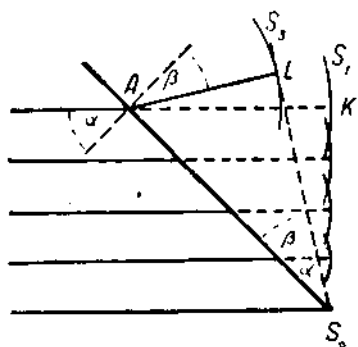


Рис. 141.

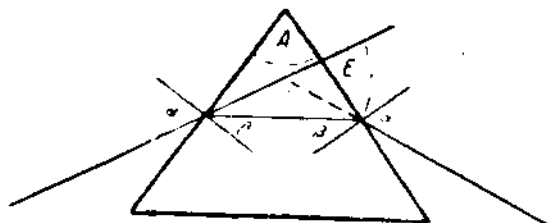


Рис. 142.

Таким образом получаем двойной результат:

1. Отношение $\sin \alpha : \sin \beta$ есть величина для данной пары веществ постоянная, равная n .

2. Эта постоянная равна отношению скоростей света $v_1 : v_2$ в обеих средах.

Итак луч, встречая среду, в которой он распространяется медленнее, преломляется, приближаясь к перпендикуляру, как видно из рассмотрения рис. 141. При этом соблюдается условие, что

$$\sin \alpha : \sin \beta = v_1 : v_2.$$

§ 54. Призма.

Вышеуказанное преломление значительно осложняется, если мы имеем дело с преломлениями на гранях трехгранной призмы.

Здесь мы обычно имеем два преломления, в результате чего мы получаем отклонение, характеризующее угол между лучом падающим и лучом выходящим (угол E на рис. 142).

Как показывает более внимательное исследование, этот угол E является функцией: 1) от преломляющего угла A , 2) от коэффициента преломления n и 3) от угла α , под которым луч падает на первую грань.

Первые две величины неизменны для данной призмы. Последняя величина меняется.

Изменяя ее, мы получаем различные значения для угла E , которые при известном положении падающего луча относительно призмы проходят через минимум.

Как показывает простой, но несколько длинный расчет, при условии, что луч проходит сквозь призму симметрично, получается наименьшее значение для угла E . Это есть условие минимума угла отклонения, являющееся неперменным условием при пользовании призмой для разложения света.

Скорость распространения электромагнитных колебаний в пустоте равна $3 \cdot 10^{10}$ см/сек. независимо от того, каков период колебания.

Однако, в средах, обнаруживающих преломление (т. е. уменьшающих скорость перемещения волн), эта уменьшенная скорость зависит еще и от периода колебания преломленной волны.

Скорость распространения волн, как общее правило, тем меньше, чем короче период колебаний.

С этим связано то обстоятельство, что преломление, испытываемое лучом света в призме, тем значительнее, чем короче период собственных ему колебаний. Так из видимых лучей в призме сильнее всего преломляются фиолетовые и наименее — красные (рис. 143).

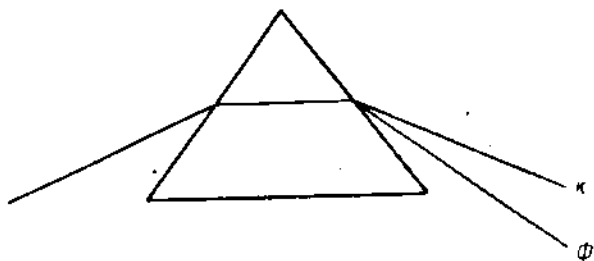


Рис. 143.

Таким образом белый луч, прошедший сквозь призму, разлагается на основные цвета.

Это явление известно под именем дисперсии.

Не следует, однако, преувеличивать размеров указанного различия коэффициентов преломления. Такие различия, как например, $n_k = 1,94$ для красного и $n_\phi = 1,99$ для фиолетового конца спектра, в отношении стекла являются уже очень значительными. (Относится к очень тяжелому флинту).

§ 55. Белый свет.

Из предшествующего явствует, что важнейшее отличие, определяющее цвет данного луча, есть период его колебаний.

Белый луч мы представляем себе, как собрание всевозможных цветных лучей в известной пропорции, в сумме дающих какое-то среднее впечатление, именуемое белым цветом.

Однако не следует думать, что белый цвет в самом деле представляет собою закономерное соединение всех (семи) основных цветов.

В действительности белый свет, испускаемый накалившимся добела твердым телом, представляет собою результаты весьма напряженного и вполне беспорядочного колебания, испытываемого отдельными атомами. Его напряженность, в среднем, зависит от температуры. Но это справедливо только в среднем. Во всяком беспорядочном колебании можно усмотреть всевозможные периоды.

Для выяснения явления рассмотрим обратную задачу.

Представим точку, которая вынуждена выполнять некоторое синусоидальное колебание с угловой скоростью ω . Изобразим на кривой (рис. 144) последовательность во времени тех положений, которые занимает колеблющаяся точка.

Ту же точку мы заставим сверх того колебаться некоторым иным колебанием с другой амплитудой, с другим периодом.

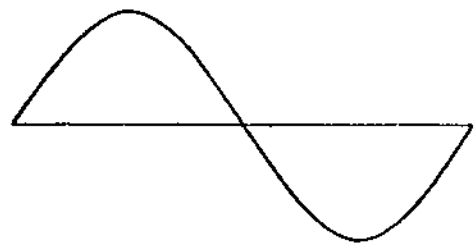


Рис. 144.

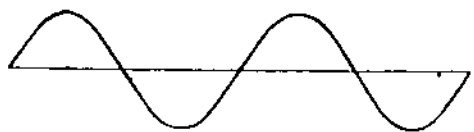


Рис. 145.

Пусть это второе колебание изобразится синусоидой, показанной на рис. 145.

Подвергнутая одновременному воздействию обоих колебаний точка станет испытывать смещения, являющиеся простым механическим наложением обоих смещений. На рис. 146 изображены те перемещения, которые получатся в результате сложения одновременных смещений. В итоге мы получаем некоторое более сложное колебание.

Складывая большое число подобных колебаний, можно получить колебание, весьма далекое по виду от тех синусоид, из которых оно сложено.

Но особенное значение получила обратная теорема, известная под именем теоремы Фурье.

Она гласит: *каково бы ни было заданное нам периодически повторяющееся колебание, всегда возможно подобрать такую группу синусоидальных колебаний, которые, будучи сложены, дадут колебание, весьма близкое к заданному.*

Таким, весьма сложным и неправильным, колебанием и является беспорядочное колебание частей атома накаливаемого тела. Но в силу теоремы Фурье всегда возможно это беспорядочное колебание представить себе, как совокупность синусоидальных колебаний различных периодов и амплитуд.

Таким образом беспорядочные сотрясения атомов добела накаливаемого тела разлагаются при этом на ряд правильных колебаний, представляющих нам в форме красного, оранжевого и т. д. цветов.

Однако, в зависимости от характера данного нам колебания, те синусоиды, на которые оно разлагается, будут обладать, вообще говоря, различными амплитудами.

Таким образом, если бы мы имели возможность следить за отдельными моментами излучения, мы увидели бы, что яркость той или иной части

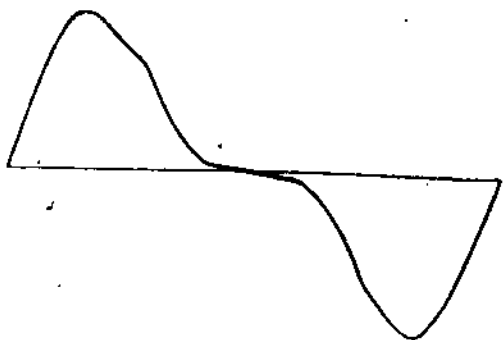


Рис. 146.

спектра не остается строго постоянной. Она испытывает быстрые и резкие изменения: то ярко вспыхивает, то меркнет.

Но все эти изменения совершаются столь быстро и часто и для столь большого числа атомов, что в среднем мы получаем некоторую равномерную закономерную яркость отдельных частей спектра, о чем была речь в § 70 первой части курса.

§ 56. Линейчатый спектр.

Такова, в основных чертах, природа белого света, исходящего от нагретого до высокой температуры твердого тела.

Наряду с этим „температурным“ лучеиспусканием, мы имеем свечения, вызванные иными причинами. Эти некалорические свечения объединяются общим названием люминесценции. Они могут возникать: 1) как следствие предварительного освещения тел, 2) под влиянием атаки тел электронной струей, 3) в результате химических реакций и т. д.

Перечислим важнейшие типы люминесценций.

1. Свечение под влиянием света, именуемое фотолуминесценцией распадается на 2 класса.

а) фосфоресценция — сияние тел, предварительно освещенных, после того, как погас свет-возбудитель. Явление фосфоресценции свойственно преимущественно твердым телам. Особенно интенсивны эти явления в сернистых соединениях щелочно-земельной группы металлов: сернистый кальций, стронций, барий. Для усиления фосфоресценции необходимо прибавить к фосфоресцирующей соли небольшое количество подмесей, которыми являются соли свинца и висмута (фосфоры).

Послесвечение имеет разную продолжительность, от нескольких часов и даже дней до малых долей секунды. Цвет фосфоресценции не тождествен с цветом луча-возбудителя. Как правило, *длина волны возбужденного света больше длины волны света возбудителя* (закон Стокса). Так, например, интенсивное видимое свечение получается, если освещать фосфоресцирующие тела короткими ультрафиолетовыми лучами.

б) От фосфоресценции немногим отличной является флуоресценция. Это есть свечение, наблюдаемое под действием и во время действия света-возбудителя. Вместе с погасанием света-возбудителя меркнет и свет флуоресценции. Опять-таки и на этот раз, и еще с большей строгостью, соблюдается закон Стокса: *длина волны возбужденного сияния всегда больше длины волны света-возбудителя*. Так, от синих лучей получается зеленая флуоресценция, от зеленых — оранжевая и т. д. В отличие от фосфоресценции флуоресцировать могут твердые тела, жидкости и газы.

Типичным примером флуоресцирующего тела является пластинка из стекла, содержащего соли урана. Такое стекло, будучи освещено лучами с малой длиной волны, сияет зеленым светом. Особенно эффектно это сияние под влиянием невидимых ультрафиолетовых лучей.

Как увидим далее, лучи Рентгена, являющиеся ультрафиолетовыми лучами с необычайно короткой длиной волны, способны вызывать яркую флуоресценцию в различных телах. Из флуоресцирующих в рентгеновых лучах тел особенно замечательны кристаллы платино-цианистого бария. Экран, покрытый кристаллами этой соли, будучи помещен в лучах Рентгена, светится ярким зеленым светом.

2. Другим отделом люминесценции является электролюминесценция.

Многие тела светятся под влиянием электронной атаки. Так трубки, наполненные тем или иным газом, ярко светятся при пропускании сквозь них тока. Многие соли сияют при помещении их в катодный пучок. Весьма замечательным примером является электролюминесценция паров ртути в ртутной дуге. В трубке из кварца (рис. 147) заключается некоторое количество ртути в качестве катода и анода. Наклоняя такую трубку, мы осуществляем ртутную струю, проводящую ток. При разрыве этой струи в промежутке возникает вспышка, которая не гаснет.

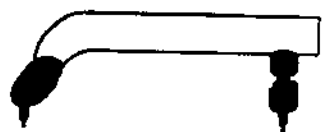


Рис. 147.

3. Важным классом люминесценций является люминесценция при химических реакциях.

Наиболее общеизвестный пример мы имеем в бенгальских огнях, где отчетливое окрашивание пламени зависит от качества вступающих в реакцию горения химических элементов.

Так соли натрия придают пламени яркожелтый цвет. Пары меди окрашивают пламя в зеленый цвет. Стронций и литий прибавляются для получения красного пламени, и т. д.

Спектр всех люминесценций отличается от спектра калорического свечения тем, что он обычно не является сплошным.

Разлагая свет люминесценции призмой, мы видим вместо сплошного спектра отдельные области или даже отдельные яркие линии. Это есть так называемый линейчатый спектр.

Характер спектра в сильной степени зависит от обстановки, но, как общее правило, главным определителем является химическая природа лучеиспускающего элемента.

Так яркая желтая линия появляется в спектре паров натрия, независимо от того, каким способом произведено возбуждение его паров. Для лития

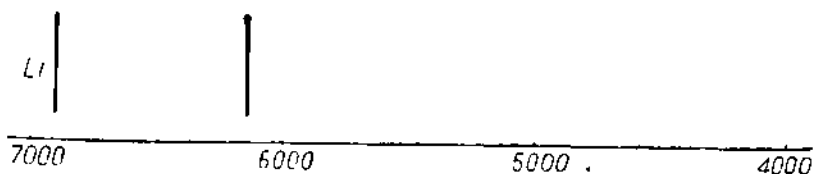


Рис. 148.

типичными являются красные линии, для кадмия — красная и зеленая линии и т. д.

Этот признак настолько чувствителен, что по присутствию в спектре светящихся паров тех или иных линий, типичных для данного металла, судят о присутствии самого металла, имеющегося хотя бы в ничтожнейших долях процента.

На рис. 148 приведен типичный спектр лития.

В подобных линейчатых спектрах линии расположены, на первый взгляд, довольно произвольно. Но более внимательное исследование открыло в них закономерности, которые легче всего обнаруживаются на спектре водорода, к которому мы и обратимся.

Перенумеруем все линии водорода, начиная с красного конца к фиолетовому, номерами 1, 2, 3...х...

Тогда числа, изображающие колебания, свойственные каждой линии (ν_x), изобразятся при помощи формулы:

$$\nu_x = N \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(x+2)^2} \right),$$

где

$$N = 3,290 \cdot 10^{15}.$$

Закон этот соблюдается с величайшей точностью.

Он впервые был намечен чисто опытным путем (Бальмер), а потом введен Бором на основании некоторых предположений теоретического характера.

Рассмотрим сначала структуру спектра, согласно этому закону. Число колебаний ν_x , при малых значениях x , сначала изменяется резко. Так для значений $x=1$ и $x=2$ получается для $\nu_1 = 4,57 \cdot 10^{14}$, а для $\nu_2 = 6,16 \cdot 10^{14}$, т. е. величины, отличающиеся на $1,59 \cdot 10^{14}$.

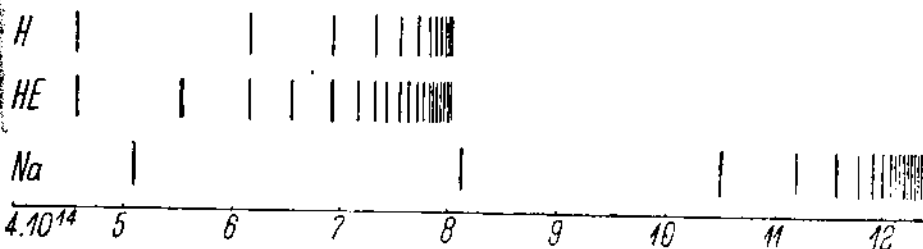


Рис. 149, 150 и 151.

Постепенно эта разница уменьшается. Так для $x=18$ и 19 мы получаем уже $\nu^{18} = 8,16 \cdot 10^{14}$ и $\nu_{19} = 8,17 \cdot 10^{14}$, так что $\nu_{19} - \nu_{18} = 0,01 \cdot 10^{14}$.

Таким образом линии, сначала редкие, постепенно сгущаются и заканчиваются при $x = \infty$, для которого $\nu_{\infty} = 8,23 \times 10^{14}$.

Оказалось, далее, что вместо $\frac{1}{2^2}$ в формулу можно подставить $\frac{1}{1^2}$ и

$\frac{1}{3^2}$ и, если придавать x соответственные значения $0, 1, 2 \dots$ в первом и $2, 3, 4 \dots$ во втором случае, то получаются спектры, действительно наблюдаемые у водорода, но лежащие: первый — в ультрафиолетовой, а второй — в инфракрасных областях. Аналогичные спектры наблюдались у гелия (рис. 149, 150).

У металлов щелочной группы картина аналогичная, но линии получаются двойные (на рис. 151 изображена только одна группа линий из дублетов). На эту, главную, группу дублетов накладываются другие, несколько более сложные по своим формулам, так что они необычайно обременили исследования, пока не удалось разделить линии по сериям.

Вообще оказалось, что любая линия изображается разностью двух термов, т. е. двух дробей, получаемых по принципу, изображенному выше, но несколько более сложному.

Толкование этому факту было дано такое.

Электрон находится на некоторой орбите и, пока он пребывает на ней, он не излучает.

В момент, когда он с данной орбиты переходит на соседнюю, более близкую к атому, он отдает определенное количество энергии в форме лучистой энергии. Энергии, которыми электрон обладал, пребывая на первой и перейдя на вторую орбиты, и составляют термы.

Теория эта находится в некотором противоречии с рассмотренной ранее, в отделе электричества.

Там — колебание электрона вызывало появление волн. Здесь — вращение электрона по определенной орбите не вызывает излучения. Излучение возникает только в момент, когда изменяется орбита вращения электрона.

Это обстоятельство не вполне выяснено. Предполагается, что электрон не есть точка, вращающаяся по определенной орбите, но представляет собою некоторое облако, окружающее ядро. Вращение такого облака в самом деле не может вызвать излучений.

Внезапное сжатие такого облака сопровождается уменьшением энергии и вызывает излучение.

Но период излучения в этой новой (квантовой) теории равен разности энергий, деленной на некоторую постоянную величину, „мировую“ постоянную Планка. Это положение опять является мало разъясненным, но подтверждается рядом экспериментальных фактов.

В дальнейшем мы мало будем пользоваться этой новой, квантовой, механикой, оставаясь на точке зрения старого представления о световой волне как гармоническом колебании.

§ 57. Вопросы и задачи для самопроверки.

1. Что такое относительный показатель преломления? Чему равен относительный показатель с точки зрения света как волноподобного явления?
2. В чем заключаются особенности колебаний, свойственных белому свету?
3. Что такое калорическое свечение и свечение люминесценции?
4. В чем заключаются явления фотолуминесценции?
5. Что такое электролюминесценция?
6. Каковы законы черного излучения? Повторить §§ 69, 70 и 71 из первой части курса.
7. Каковы закономерности спектров некалорического излучения?

ТЕМА VII.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ.

В настоящей главе описывается интерферометр. Рассматривается интерферометр как прибор высокой чувствительности.

Излагается интерференция рентгеновых лучей, что имеет огромное практическое значение для металлографии. Рекомендуется поэтому внимательно изучить этот отдел.

§ 58. Интерференция.

Теперь приступим к описанию главного явления, на котором зиждется волновая теория света.

Рассмотрим такую задачу. В пространстве, в одном и том же направлении с одной и той же скоростью, перемещаются 2 системы колебаний, изображенные на рис. 152 сплошной и пунктирной синусоидами. Пусть они обладают тождественными амплитудами A и угловой скоростью ω , а следовательно, одинаковым периодом T . Но допустим, что одна система сдвинута относительно другой на некоторую фазу φ .

При прохождении этой двойной системы через некоторую точку C точка будет совершать как бы двойное колебание, состоящее из двух синусоидальных, но сдвинутых на фазу φ частных колебаний.

Требуется найти закон колебаний, наблюдаемых в точке C .

Пусть закон колебания в точке C , обусловленный прохождением через нее первой системы волн, выразится формулой:

$$y_1 = A \sin \omega t.$$

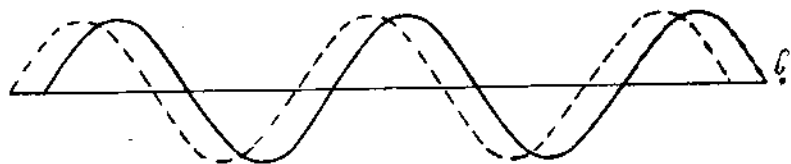


Рис. 152.

Второе колебание, запаздывающее на время τ , изобразится формулой:

$$y_2 = A \sin \omega t - \varphi,$$

где $\varphi = \frac{2\pi}{T} \cdot \tau$.

Общее колебание получим путем простого сложения:

$$y_0 = y_1 + y_2 = A [\sin \omega t + \sin (\omega t - \varphi)].$$

Сложим оба синуса. Имеем

$$\begin{aligned} y_0 &= 2A \cos \frac{\omega t - \omega t + \varphi}{2} \sin \frac{\omega t + \omega t - \varphi}{2} = \\ &= 2A \cos \frac{\varphi}{2} \sin \left(\omega t - \frac{\varphi}{2} \right). \end{aligned} \quad (51)$$

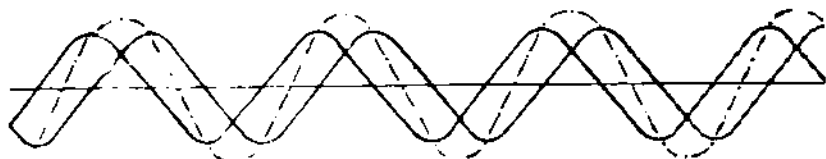


Рис. 153.

Замечаем, что первые три множителя $2A \cos \frac{\varphi}{2}$ являются в данной обстановке величинами постоянными, а потому и произведение их есть величина постоянная, которую мы обозначим через A_0 .

Имеем:

$$y_0 = A_0 \sin \left(\omega t - \frac{\varphi}{2} \right).$$

Полученная формула имеет такой смысл.

В итоге сложения двух колебаний, имеющих равные амплитуды и пе-

риоды, получается вновь синусоидальное колебание, имеющее прежний период, но новую амплитуду A_0 и некоторую новую фазу $\frac{\varphi}{2}$ (рис. 153).

Что касается амплитуды A_0 , то, как видим, она между прочим зависит от $\cos \frac{\varphi}{2}$, следовательно, величина ее определяется сдвигом одной системы колебаний относительно другой. Если сдвиг равен 0 или 2π , или 4π и т. д., то $\frac{\varphi}{2} = 0$ или π , или 2π и т. д., так что $\cos \varphi$ равен ± 1 . В этот момент амплитуда A_0 достигает своего наибольшего значения $A_0 = 2A$. Иными словами, колебание, наблюдаемое в точке С, является колебанием с амплитудами, в два раза превышающими амплитуду одного колебания.

Очевидно, это отвечает условию, когда оба колебания подходят к точке одновременно ($\varphi = 0$) или одно опаздывает на один или несколько целых периодов, так что вызываемое им перемещение совпадает по направлению с перемещением, производимым первым колебанием.

Другой крайний случай мы имеем, если, положим, $\varphi = \pi$ или 3π или 5π и т. д.

Тогда $\cos \frac{\varphi}{2}$ равен 0 и амплитуда A_0 делается равной 0, т. е. колебание в точке С гаснет.

Очевидно, это отвечает случаю, когда второе колебание опаздывает на $\frac{1}{2}$ периода или на $1\frac{1}{2}$ периода и т. д., так что



Рис. 154.

вызываемое им перемещение противоположно перемещению, создаваемому первым колебанием.

Это изменение интенсивности света

вызванное наложением на одну систему колебаний другой системы, носит название интерференции.

Но мы указали уже ранее, что за один период свет успевает пройти путь, равный длине волны.

Поэтому, когда вторая система запаздывает по времени на 1, 2, 3 полных периода, то это значит, что она идет позади первой системы на расстоянии, равном 1, 2, 3 длинам волны (рис. 154).

Если она опаздывает на $\frac{1}{2}$, $1\frac{1}{2}$, $2\frac{1}{2}$... периода, это значит, что она идет на расстоянии, составляющем $\frac{1}{2}$ или $1\frac{1}{2}$ или $2\frac{1}{2}$ длины волны (рис. 155).

Получается общее правило:

Если из двух тождественных систем волн одна отстает от другой на целое число волн, то системы усиливают друг друга.

Если отставание составляет нечетное число полуволн, мы получаем взаимное погашение света.

Так как разность хода, установившаяся по отношению к точке С, сохраняет то же значение для дальнейших точек, то соотношения, наблюдаемые в точке С, имеют силу и дальше, так что во всех дальнейших точках будут наблюдаться те же явления, что и в точке С.

Прибор, на котором удается реализовать явление интерференции в наиболее отчетливом виде, называется интерферометр.

§ 59. Интерферометр.

Из источника света, дающего „монохроматический“ (одноцветный), например оранжевый, пучок, возьмем луч SA и направим его на сложную стеклянную пластинку M_1 , составленную из двух тождественных половин (рис. 156). Между двумя этими полупластинками находится слой серебра, настолько тонкий, что он не только отражает падающий на него свет, но и пропускает его. Оба пучка как отраженный, так и проходящий подбिरаются приблизительно равными по интенсивности.

Луч SA , дойдя до слоя aa , раздвоится. Часть его пройдет сквозь слой серебра и, пронизав затем правую верхнюю стеклянную пластинку, пойдет направо, до встречи с зеркалом M_2 , отража-

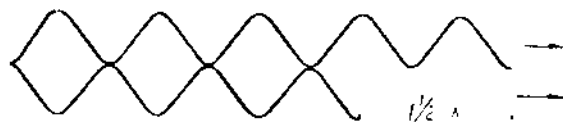


Рис. 155.

ющим лучи обратно. Пронизав повторно правую — верхнюю — часть пластинки M_1 , луч достигнет слоя aa . Здесь он вновь раздвоится. Часть его, пройдя слой, уйдет налево. Часть, отразившись и еще раз (третий раз) пронизав правую верхнюю пластинку M_1 , пойдет навстречу.

Второй пучок света испытает такие изменения:

Отразившись от слоя aa , он пронизает левую нижнюю половину пластинки M_1 , дойдет до зеркала M_3 и, отразившись от него, пойдет обратно, пронизает еще раз нижнюю левую половину пластинки M_1 и встретит слой aa .

Здесь он частично отразится налево, частично пройдет насквозь и, пронизав правую верхнюю пластинку, пойдет навстречу, где перекроет первый луч.

Как видим, история обоих лучей, хотя и в разной последовательности, тождественна.

Оба они испытали по одному отражению от слоя aa , по одному прохождению сквозь этот слой, по одному отражению от зеркал M_2 и M_3 и по 3 прохождениям сквозь одну из половин пластинки M_1 .

Если расстояния зеркал M_3 и M_2 от M_1 тождественны, то исто-

рия лучей вполне аналогична, и оба пучка перекроют друг друга без разности фаз, так что после наложения создадут усиленное колебание. Наблюдатель, находящийся на пути этих лучей и смотрящий в бесконечность, увидит свет.

Теперь станем очень медленно и постепенно отодвигать зеркало M_2 и тем удлинять путь горизонтального пучка. Заметим, что, отодвигая зеркало на 1 мм, мы удлиняем путь на 2 мм, так как луч проходит этот прибавочный отрезок 2 раза (вперед и назад).

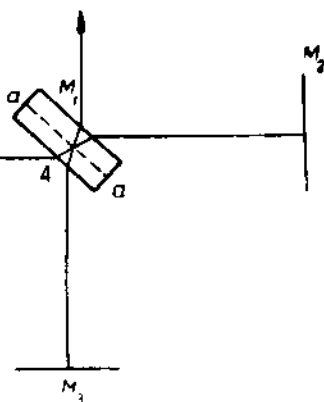


Рис. 156.

При медленном отодвигании зеркала M_2 , мы, продолжая смотреть в бесконечность, замечаем, что свет начинает меркнуть, а затем вновь усиливается, повторяя это много раз, по мере отодвигания зеркала M_2 .

Причина ясна. Отодвигая зеркало M_2 , мы удлиняем путь горизонтального пучка и тем самым вызываем запоздание его прибытия к месту встречи с вертикальным лучом. Когда „разность хода“ (прибавочный путь) такова, что второй луч опаздывает на $\frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}, 2\frac{1}{2} \dots$ периода, или, что то же самое, во введенной разности хода укладывается нечетное число полуволн, то мы получаем погасание. Если запоздание равно $0, 1, 2 \dots$ периодам, т. е. если в разности хода укладывается целое число волн, то смещения, вызываемые обоими пучками, складываются, и мы получаем усиление света.

Допустим, что мы сместим зеркало M_2 на $3 \cdot 10^{-3}$ см, причем свет померк и загорелся 100 раз.

Это значит, что удлинение пути одного из лучей на $3 \cdot 10^{-3} \times 2 = 6 \cdot 10^{-3}$ см вызывает запаздывание на 100 периодов или, иначе, $6 \cdot 10$ см заключают в себе 100 длин волн.

Итак отрезок в $6 \cdot 10^{-3}$ см заключает в себе 100 длин волн. Отсюда для длины волны λ оранжевого света получаем значение:

$$\lambda = 6 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

Таким же путем мы можем промерить длины волн других частей спектра.

§ 60. Интерферометр как измерительный прибор.

Явления, описанные выше, протекали бы в этом виде, если бы на зеркало M_1 падал одинокий луч. В действительности, на него падают из источника света S , представляющего собою целую светящуюся поверхность, громадное количество лучей, имеющих различные наклоны. Мы не будем подробно анализировать, какое изменение внесет с собою это осложнение; опишем лишь окончательный результат.

Когда разность хода равна нулю, и в точку встречи приходят обе системы лучей одновременно, все поле вокруг этой точки представляется светлым.

По мере отодвигания зеркала M_2 возникает в центре картины темное пятнышко, постепенно расширяющееся и захватывающее почти все поле.

При дальнейшем отодвигании в центре этого темного пятна зарождается светлое пятно и заполняет среднюю часть, отодвигая темное кольцо к краям. Но эти отодвинутые кольца не исчезают, а лишь отходят от центральной точки, делаясь в то же время все более тонкими. При достаточной разности хода мы имеем картину, изображенную на рис. 157.

Это обстоятельство сильно облегчает применение интерферометра как измерительного прибора.

Предположим, нам нужно сравнить между собою 2 пластинки из калибра Иогансена.

Допустим, что мы имеем одну пластинку, в которой не сомневаемся (нормальную), и другую, подлежащую проверке.

Расположим зеркало M_2 на расстоянии, определяемом нормальным калибром.

Станем перемещать зеркало M_2 до тех пор, пока все поле не станет светлым. В этот момент оба „плеча“ нашего интерферометра равны.

Теперь поместим на место нормального калибра калибр испытуемый появится интерференционная картина, отвечающая рис. 157.

Это значит, что новое положение зеркала M_2 не совпадает со старым.

Иными словами, испытуемый калибр отличается от нормального. Перемещая зеркало M_2 , добиваемся вновь полного просветления поля. Если при этом пришлось переместить зеркало на $5 \cdot 10^{-6}$ см, это значит, что между нормальным и испытуемым калибром имеется разница в $5 \cdot 10^{-5}$ см.

Интерферометр имеет в современной измерительной физике многочисленные применения. Пользуясь интерферометром, мы можем, например, проверить наше утверждение, что скорость света в стекле в $1\frac{1}{2}$ раза меньше скорости света в воздухе.

Действительно, уравнием оба плеча нашего интерферометра до полного просветления наблюдаемого поля. Введем теперь на пути одного из пучков, например горизонтального, стеклянную пластинку толщиной в 10^{-2} см. Интерференционная картина изменится так, как если бы горизонтальное плечо удлинилось на $5 \cdot 10^{-3}$ см. Произошло это потому, что свет в стекле идет в $1\frac{1}{2}$ раза дольше, чем в воздухе, так что длине пути в стекле, равной 10^{-2} см, отвечает такой промежуток времени, в какой свет, пере-



Рис. 157.

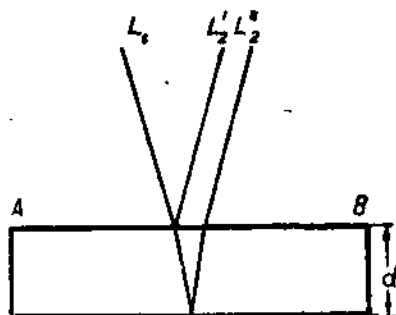


Рис. 158.

мещающийся в воздухе, прошел бы путь, в $1\frac{1}{2}$ раза более длинный, т. е. равный $1,5 \cdot 10^{-2}$ см, чем и доказывается высказанное утверждение.

§ 61. Цвета тонких пластинок.

Явления интерференции очень распространены в природе в следующей разновидности.

Представим тонкую прозрачную пластинку AB (рис. 158). Пусть толщина ее равна d . Обозначим ее коэффициент преломления через n . На эту пластинку падает пучок света L_1 . Частично он отражается от верхней грани этой пластинки L_2' , но частично проходит дальше и дает второй отраженный пучок L_2'' . В направлении отраженных лучей распространяются таким образом две системы волн, из которых вторая опаздывает, по сравнению с первой, на время, потребное свету для пробегания до второй грани и обратно.

Более точный подсчет, которого мы не приводим, дает для разности хода Δ двух этих систем значение

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}, \quad (52)$$

где α — угол падения.

При $\alpha = 0$ имеем $\Delta = 2d \cdot n$.

Станем дальнейшие расчеты вести применительно к этому простейшему случаю почти вертикального падения.

Пусть толща пластинки $d = 5 \cdot 10^{-5}$ см. Полагая $n = 1,5$, имеем для Δ значение: $\Delta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ см.

Замечаем, что в этом интервале из области видимого спектра укладываются целое число раз следующие длины волн:

Число волн	Длина волны
2	$\frac{1,5}{2} 10^{-4} = 7,5 \cdot 10^{-5}$ см
3	$\frac{1,5}{3} 10^{-4} = 5 \cdot 10^{-5}$ "
4	$\frac{1,5}{4} 10^{-4} = 3,7 \cdot 10^{-5}$ "

Из них $\lambda = 7,5 \cdot 10^{-5}$ см лежит на границе красного конца спектра и почти не действует на глаз. Длина волны $\lambda = 3,7 \cdot 10^{-5}$ см лежит, наоборот, на фиолетовой границе и тоже очень мало активна. Зато длина волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см лежит в наиболее активной зеленой части видимого спектра.

Мы указали ранее (§ 58), что если разность хода двух систем волн включает целое число длин волн, то в месте наложения колебаний получится их усиление.

Таким образом зеленый цвет в отраженных лучах получит преобладание над остальными.

Наоборот, те цвета, длины волн которых укладываются в разности хода $1/2, 1 1/2, 2 1/2 \dots$ раз, будут погашены. Из длин волн, лежащих в видимой области, это будет иметь место в отношении волн:

$$\frac{1,5 \cdot 10^{-4}}{2 1/2} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ см (оранжевых)}$$

$$\frac{1,5 \cdot 10^{-4}}{3 1/2} = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ " (синих).}$$

Как видим, отраженные лучи будут окрашены преимущественно в зеленый цвет. Это и есть известное явление, наблюдаемое на мыльных пленках, масляных пятнах, плавающих на воде, и т. п.

Особенностью тонких пластинок объясняются так называемые „побежалые“ цвета.

Металл, подвергнутый термической обработке, обычно покрывается тонким слоем окисла, являющимся при малой толще прозрачным. Отсюда окраска поверхности цветами „побежалости“. При тонком слое мы имеем синюю побежалость. Постепенно по мере утолщения она переходит в желтую, красноватую и т. д.

Постепенно утолщаясь, пленка теряет свою прозрачность, и металл покрывается темным налетом.

Явление наблюдается только в случае очень тонких пластинок. Действительно, попробуем утолстить нашу пластинку в 10 раз. Пусть она, следовательно, дает разность хода $1,5 \cdot 10^{-3}$ см.

В этой разности хода из волн, лежащих в области видимого света, укладываются:

$$20 \text{ раз волны } \frac{1,5}{20} \cdot 10^{-3} = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ см (крайний красный)}$$

$$21 \text{ „ „ } \frac{1,5}{21} \cdot 10^{-3} = 7,15 \cdot 10^{-5} \text{ „ (красный)}$$

$$22 \text{ „ „ } \frac{1,5}{22} \cdot 10^{-3} = 6,8 \cdot 10^{-5} \text{ „ („)}$$

$$23 \text{ „ „ } \frac{1,5}{23} \cdot 10^{-3} = 6,52 \cdot 10^{-5} \text{ „ („)}$$

$$24 \text{ „ „ } \frac{1,5}{24} \cdot 10^{-3} = 6,25 \cdot 10^{-5} \text{ „ (оранж.)}$$

$$25 \text{ „ „ } \frac{1,5}{25} \cdot 10^{-3} = 6,03 \cdot 10^{-5} \text{ „ („)}$$

и т. д.

Мы видим, что теперь усиленные цвета будут плотно расположены по всему спектру, так что ни один цвет не получит преобладания — явление исчезнет.

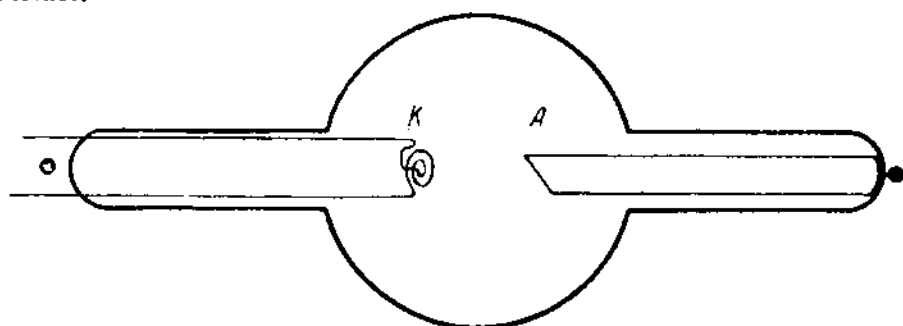


Рис. 159.

§ 62. Рентгеновы лучи.

Перечисляя в таблице 9 типы различных как видимых, так и невидимых излучений, мы в конце нашей таблицы — ниже ультрафиолетовой группы лучей — назвали рентгеновы лучи, которым приписали особо короткие волны.

Проследим за способом возбуждения рентгеновых лучей и за их особенностями.

Рентгеновы лучи возникают в следующей обстановке.

В баллон (рис. 159), из которого удален воздух, введем проволочку из вольфрама и накалим ее током до высокой температуры, т. е. создадим обычный источник электронной струи, отделяющейся от накаленной нити. Создав затем между катодом *K* и анодом *A* очень высокую разность потенциалов (несколько десятков киловольт), мы направим электроны с громадной скоростью на анод.

Опыт показывает, что металл анода, стремительно атакованный электронной струей, становится источником особых невидимых излучений, известных под именем рентгеновых лучей.

Длина волны лучей, излучаемых анодом, зависит:

1) от приложенной разности потенциалов и 2) от характера металла, из которого построен анод.

Первое излучение, зависящее от приложенной разности потенциалов, дает сплошную полосу спектра, т. е. лучи, колебания которых имеют все возможные значения, лежащие в определенных пределах. Что касается самого предела, то он зависит от приложенной разности потенциалов. Чем выше эта разность, тем короче длины волн получаемого спектра. При разности потенциалов в 600 киловольт предельно-короткие длины волн равны $2 \cdot 10^{-10}$ см.

Причиной возникновения этого излучения является то электромагнитное сотрясение, которое возникает в момент, когда мчащийся с громадной скоростью электрон, ударяясь в металл, теряет внезапно свою скорость.

Отсюда название этого излучения — спектр заторможенного электрона.

Другой спектр, налагающийся на первый, есть спектр линейчатый. Его природа целиком определяется родом металла, из которого построен анод. Отсюда название для него — характерный спектр.

В отношении характерных спектров различных металлов следует отметить одну особенность. Характерные спектры всех металлов построены на сходной схеме, а именно: каждый спектр состоит из 4 групп линий, которые носят обозначения *K*, *L*, *M* и *N*. Хотя далеко не всегда все 4 группы вполне развиты и доступны наблюдению.

Самая коротковолновая группа есть группа *K*. Далее следуют, в порядке возрастающих длин волн, группы *L*, *M*, *N*.

Каждая группа построена, в свою очередь, по сходному для всех металлов типу. Наиболее важной группой является группа *K*. Разберем ее несколько подробнее, применительно, например, к металлу вольфраму, из которого чаще всего строят анод.

Группа *K* состоит из четырех важнейших линий, отмечаемых как $K\alpha_2$, $K\alpha_1$, $K\beta_1$, $K\beta_2$.

В применении к вольфраму эти четыре луча имеют длины волн в сантиметрах

$$\begin{array}{cccc} K\alpha_2 & K\alpha_1 & K\beta_1 & K\beta_2 \\ 2,135 \cdot 10^{-9} \text{ см.} & 2,088 \cdot 10^{-9} \text{ см.} & 1,844 \cdot 10^{-9} \text{ см.} & 1,794 \cdot 10^{-9} \text{ см.} \end{array}$$

Из них лучи α ярче, чем лучи β , а из двух лучей наиболее ярким является $K\alpha_1$.

Остальные группы *L*, *M* и *N* представляют меньший интерес. Длины волн их уже значительно больше, чем у группы *K*.

Характерные спектры остальных элементов построены по аналогичному типу, но длины волн у них иные.

Общее правило гласит, что чем выше номер элемента в менделеевской системе, тем короче соответственные длины волн.

Для примера приведем краткую таблицу.

Таблица II

Название элемента	Номер элемента	Длина волны спектра $K\alpha_1$
K	19	$4,72 \times 10^{-7}$ см
Ag	47	$5,8 \times 10^{-9}$ "
W	74	$2,1 \times 10^{-9}$ "

Поразительная особенность рентгеновых лучей, это — их высокая проникающая способность.

Как известно, они легко проходят сквозь тела, не прозрачные для лучей обыкновенных, например, бумагу, дерево, кожу и т. д.

Большая или меньшая прозрачность тел в отношении данного сорта лучей обусловлена главным образом плотностью их. Так легкий алюминий для них прозрачнее тяжелых сортов стекла. Наименее прозрачным для рентгеновых лучей является металл свинец. Прозрачность данного материала возрастает вместе с уменьшением длины волны рентгеновых лучей. Так наиболее коротковолновые из рентгеновых лучей, имеющие длину волны $2 \cdot 10^{-10}$ см, пронизывают толщу железа в 10 см, а получавшиеся в рекордных случаях особо короткие волны — даже толщу свинца 7 см.

Причину этой своеобразной прозрачности надо видеть в том, что длина волны рентгеновых лучей выражается десятиллиардными долями сантиметра, тогда как размеры атома определяются стомиллионными долями. Таким образом тело, построенное из атомов и представляющее сплошным по отношению к обычным, сравнительно длинным световым волнам, по отношению к рентгеновым лучам может быть уподоблено просвечиваемой груде частиц, удаленных друг от друга на расстояния, большие по сравнению с длиной рентгеновых волн.

Этим обусловлено и то обстоятельство, что поверхности, полированные обычными средствами, не допускают правильных преломлений и отражений рентгеновых лучей. Они представляются для падающего на них рентгенового луча неправильным нагромождением атомов, не допускающим закономерных отражений. Только при очень скользких падениях удается наблюдать соответственные явления.



Рис. 160.

§ 63. Интерференция рентгеновых лучей.

В § 50 первой части курса мы разъяснили структуру кристалла и отметили правильное расположение атомов в нем.

Это обстоятельство позволяет нам использовать кристалл для получения правильно отраженных рентгеновых лучей.

Представим в разрезе кристалл и рассмотрим поверхностный слой правильно расположенных атомов.

Направим на поверхность кристалла пучок параллельных рентгеновых лучей, имеющих определенную длину волны λ (рис. 160). От каждого атома, на который упадет луч, отойдут во все стороны отраженные рентгеновы лучи. В некоторой точке S (не изображенной на рисунке) пересекутся лучи, отраженные от различных атомов, и, если расстояние до точки S достаточно велико по сравнению с размерами самого кристалла, то мы можем все лучи считать приблизительно параллельными.

Придя в точку S , эти лучи вступают во взаимную интерференцию и усиливают друг друга, если разность хода их будет равна 0 или целому числу волн.

Ясно, что первое условие будет соблюдено при зеркальном отражении, т. е. если угол падения будет равен углу отражения.

В самом деле, из рис. 161 ясно, что вплоть до прибытия лучей к плоскости Aa_1 и после прохождения их через плоскость Aa_2 уже никакой новой разности хода не получается. Следовательно, вся разность хода определяется разностью отрезков a_1B_1A и AB_2a_2 . Ясно далее, что в случае зеркального отражения эта разница равна нулю.

Таким образом лучи, отраженные от поверхностных атомов в разных направлениях, дадут усиленный световой эффект в направлении, составляющем направление зеркально отраженного луча. Явление это однако, требует того, чтобы отражающие центры лежали в одной плоскости с точностью, сравнимой с длиной волны рентгенова луча. Следовательно, это возможно только в том случае, если расположение атомов обладает такою правильностью, которая осуществима в кристалле, но не достижима при полировке обычными средствами.

Но поверхностный слой атомов не единственный, до которого доходят лучи Рентгена. Мы упоминали ранее о замечательной проникающей способности этих лучей. Дойдя до второго слоя, они дадут от него такой же яркий рефлекс, под тем же самым углом (рис. 162).

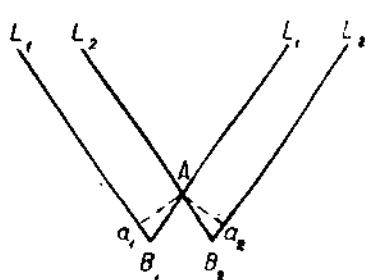


Рис. 161.

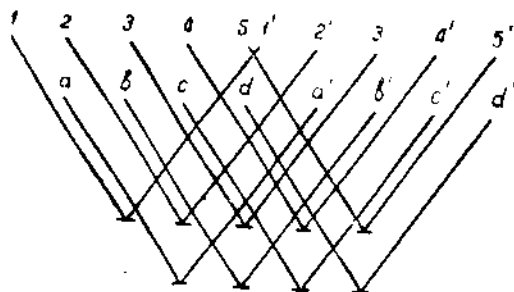


Рис. 162.

Этот второй отраженный пучок пойдет, следовательно, параллельно первому, но будет, по сравнению с ним, опаздывать на время, потребное для пробегания взад и вперед расстояния до второго, более глубокого слоя частиц.

Поэтому второй пучок усилит первый только в том случае, если введенная разность хода будет заключать целое число длин волн рентгенова света.

Введенная разность хода зависит не только от расстояния двух последующих слоев, но и от наклона лучей. Действительно, пусть d (рис. 163) есть расстояние двух слоев, а угол падения обозначим через φ .

Начиная от плоскости AK , отраженные лучи не испытывают дальнейшего запаздывания. Следовательно, вся разность хода их определяется суммой отрезков $AB + BK$.

Но

$$AB = \frac{d}{\cos \varphi}, \text{ а } BK = \frac{d}{\cos \varphi} \cdot \sin 2\varphi,$$

отсюда имеем

$$AB + BK = \frac{d}{\cos \varphi} (1 + \sin^2 \varphi).$$

Но

$$1 + \sin^2 \varphi = 2 \cos^2 \varphi,$$

так что имеем

$$AB + BK = \frac{d}{\cos \varphi} \cdot 2 \cos^2 \varphi = 2d \cos \varphi. \quad (53)$$

Мы видим, что разность хода, определяемая произведением из $2d$ на косинус угла падения φ , может быть изменяема и становится тем меньше, чем больше угол падения.

Подбирая угол φ при заданном d и вспоминая, что лучи Рентгена имеют длины волн, сравнимые или меньшие, чем расстояние d , мы всегда подбором угла φ можем добиться того, что $2d \cos \varphi$ станет равным длине волны λ и, следовательно, второй пучок, отраженный от второго слоя, усилит собою первый пучок.

Пучок, отраженный от третьего слоя, будет при этом иметь разность хода, равную $4d \cos \varphi$ по сравнению с первым, так что тоже усилит яркость луча, отраженного от кристалла в данном направлении. В итоге сложения всех таких частных пучков мы получим яркий отраженный луч.

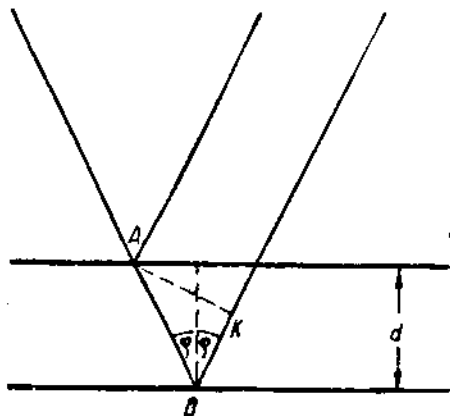


Рис. 163.

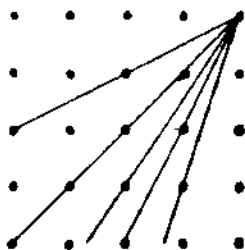


Рис. 164.

Вспомним, однако, уже ранее отмеченное обстоятельство, что атомы в кристалле суть точки, правильно расположенные в пространстве, но они между собою не связаны какими-нибудь осязаемыми связями. Поэтому избранные нами плоскости отражения, параллельные внешней грани, далеко не единственные плоскости, которые можно провести в кристалле.

Так, кроме плоскости, отмеченной на рис. 160, и ей параллельных, можно провести плоскости через иные атомы, как это видно из рис. 164. Все эти плоскости в равной мере могут рассматриваться как отражающие свет зеркала.

Только „населенность“ этих плоскостей атомами будет неодинакова, а потому неодинаково число интерферирующих после отражения лучей. Отсюда неровность яркости таких лучей, отраженных от разных плоскостей.

Понятно, что взаимное расстояние d' этих новых плоскостей, вообще говоря, будет отлично от расстояния d , характерного для первых. Другим будет и угол падения φ , при котором наступают условия, благоприятные для интерференции.

Наклоняя кристалл по отношению к падающим лучам, мы получаем, следовательно, целую систему отраженных лучей.

Если нам известна длина волны λ , то, изучая направления, по которым кристалл дает яркие отражения, возможно установить взаимные расстояния

плоскостей AA , BB , CC и т. д., то-есть воспроизвести всю структуру кристаллической решетки.

Заметим, что аналогичную картину дают не только лучи отраженные, но и проходящие сквозь кристалл. Пропуская тонкий пучок рентгеновых лучей сквозь кристалл, мы получаем на фотографической пластинке, поставленной после кристалла на пути прошедших лучей, следующую картину.

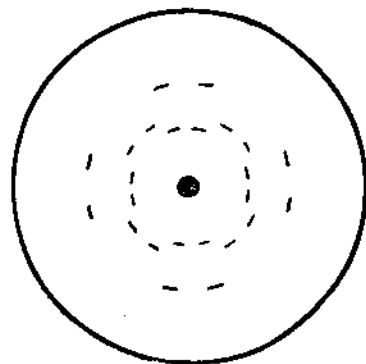


Рис. 165.

В центре наблюдается потемнение пластинки (рис. 165), отвечающее центральному, не отклоненному лучу. Кругом этого центрального пятна имеется система более бледных пятен, располагающихся в правильных геометрических фигурах, обусловленных правильностью расположения атомов, рассеивающих рентгеновы лучи. Если кристаллическое тело имеется в измельченном виде или представляет собою мелкокристаллическое видоизменение, то и в таком случае возможно определение его кристаллической решетки. А именно, в этом случае мы имеем огромное число кристаллов, находящихся в самых разнообразных положениях. Среди них найдется много таких, которые имеют расположение, благоприятное для отражения лучей в данном направлении, образующем с осью падающего луча определенный угол. Все такие лучи образуют вместе конус, составляющий с осью определенный угол φ . Другие кристаллы располагаются в положениях, благоприятных для отражений под другими углами, так что мы имеем целую систему соосных (имеющих общую ось) световых конусов, образующих на фотографической пластинке систему правильных дуг.

Для получения подобного снимка фотографическая бумага сворачивается цилиндром, как показано на рис. 166а. Препарат, рассеивающий лучи, помещается в середине — на оси цилиндра (буква А). Рентгеновы лучи направляются по

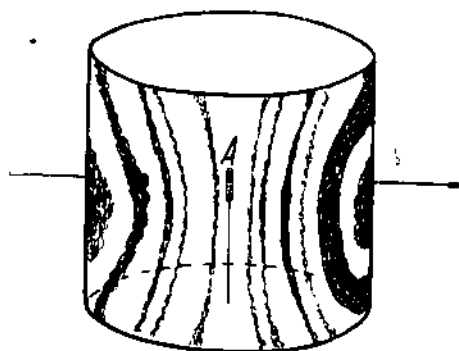


Рис. 166а.

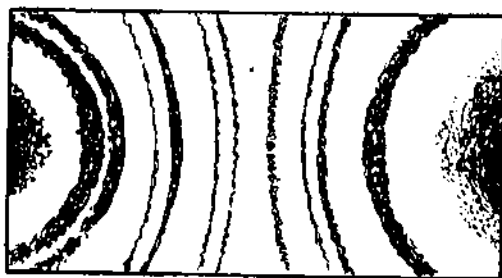


Рис. 166б.

стрелке. Рассеянные лучи, образуя конусы с осью первичных лучей, встречают фотографическую бумагу по кривым, изображенным на рис. 166а и — в развернутом виде — на рис. 166б.

§ 64. Вопросы и задачи для самопроверки.

1. Что такое интерференция? В каком случае наблюдается усиление амплитуды до двойной, в каком случае — уничтожение колебаний?

2. В интерферометре при отодвигании зеркала M_2 на $0,02$ см прошло 800 волн. Какова длина волны?

Решение. $5 \cdot 10^{-5}$ см.

3. Разность хода двух лучей составляет $5 \cdot 10^{-4}$ см. Какие видимые волны усилятся, какие ослабнут, если падающий свет есть белый?

Решение. Усилятся волны с длиной волны $7,14 \cdot 10^{-5}$; $6,25 \cdot 10^{-5}$; $5,55 \cdot 10^{-5}$; $5,00 \cdot 10^{-5}$; $4,55 \cdot 10^{-5}$; $4,17 \cdot 10^{-5}$; $3,85 \cdot 10^{-5}$ см.

4. Слои кристалла отстоят друг от друга на $2,1 \cdot 10^{-8}$ см. Чему равняется длина волны рентгенова света, если максимум интерференции наблюдается под углом 45° .

Решение. $2,96 \cdot 10^{-8}$ см.

ТЕМА VIII.

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА.

Настоящий отдел заключает геометрическую оптику. Требуется твердое усвоение основных формул, определяющих величину и место изображения. Формулам придается вид, который применяется в оплотехнике.

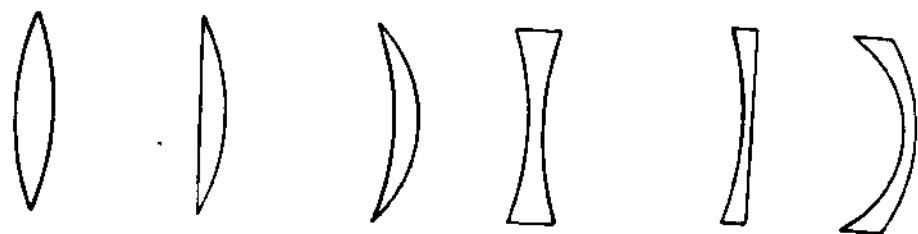


Рис. 167.

Рис. 168.

Это сопряжено с некоторым осложнением в смысле употребления знаков, которыми необходимо снабдить данное число.

Параграфы, посвященные недостаткам изображений, могут быть в первом чтении опущены.

§ 65. Линзы.

Линзой называется (прозрачное) тело, ограниченное с обеих сторон сферическими поверхностями. Линия, проходящая через центры поверхностей, называется главной оптической осью линзы.

В зависимости от взаимного расположения кривых поверхностей, линзы могут быть выпуклыми или вогнутыми. Выпуклыми называем линзы, у которых средняя часть толще, чем краевые. Рис. 167 изображает три рода выпуклых линз.

Вогнутые, наоборот, суть линзы, у которых средняя часть тоньше, чем краевые (рис. 168).

Начнем наш анализ со случая линз выпуклых. Будем считать линзу настолько тонкой, что толщиной ее можно будет пренебречь. Станем, в связи с этим, изображать нашу линзу толстой прямой линией.

Считаем известным из элементарного курса, что пучок света, падающий на линзу (слева на рис. 169) параллельно главной оптической оси, преломится так, что лучи соберутся в одной точке. Условимся эту точку называть задним главным фокусом F' . Теорема эта верна лишь приближенно

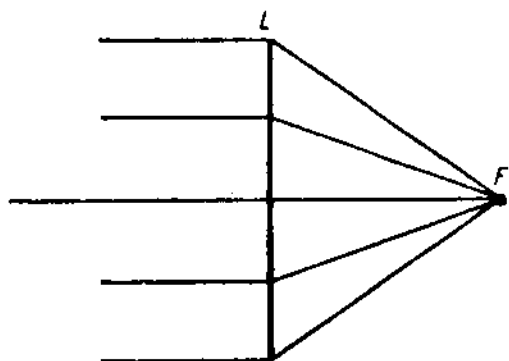


Рис. 169.

до тех пор, пока линза составляет малую часть дуги и поскольку толщина ее не велика.

Впереди линзы, по правилам симметрии, имеется также точка переднего фокуса F . Лучи, вышедшие из этой точки и прошедшие через линзу, становятся параллельными оси.

Для того чтобы отличить оба главных фокусные расстояния, условились считать их от линзы, и фокус, расположенный вправо, вдоль по ходу лучей света, считать положительным. Перед-

нее фокусное расстояние, как направленное навстречу лучам света, принято считать отрицательным.

Когда лучи падают параллельным пучком, но пучок этот не параллелен главной оптической оси, то схождение его после линзы еще менее удовлетворительно. Точка, где теперь сходятся лучи, лежит приблизительно на побочной оси (т. е. на линии, проходящей через центр линзы и параллельной направлению пучка) и приблизительно на таком же расстоянии от линзы, как и в случае пучка, параллельного главной оптической оси. Мы принимаем, что лучи, параллельные побочной оси, сходятся в точке, лежащей на этой побочной оси, в той же плоскости, где расположена и главная фокальная точка. Эта плоскость называется главной фокальной плоскостью.

Наконец, если на линзу падают лучи, вышедшие из одной точки, расположенной слева (дальше фокуса), то они сойдутся в одной точке, расположенной справа от линзы. Это свойство линзы называется свойством гомоцентрии (рис. 170).

Работами геометров XIX века было доказано, что если бы свойство гомоцентрии было строго соблюдено, то строго были бы выполнены и следующие выводы.

Точки, расположенные на прямой, изображались бы в виде точек, расположенных опять-таки на прямой линии. Точки, расположенные на плоскости, располагались бы опять-таки на плоскости. Плоские фигуры в левом пространстве, перпендикулярные оси, изображались бы в виде плоских же

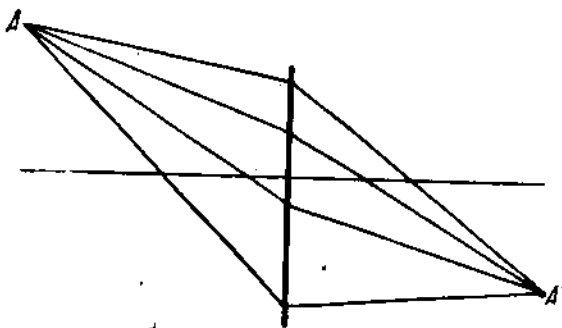


Рис. 170.

фигур, в правом пространстве, перпендикулярных оси, и подобных фигурам в левой половине пространства.

Но в действительности требование гомоцентрии не соблюдено со всей строгостью, а потому не соблюдаются и вытекающие из него следствия. Поэтому мы ограничиваем наше рассмотрение небольшой частью пространства, прилегающего к оптической оси, и берем линзу с настолько малым отверстием, что лучи, ее проходящие, мало отходят от центральных лучей, а потому требование гомоцентрии приближенно соблюдается.

До сих пор мы всегда предполагали лучи идущими слева. Понятно, что условия в действительности могут сложиться иначе. Но не трудно расположиться относительно рисунка так, чтобы требование о направлении луча было соблюдено.

§ 66. Построение изображений в выпуклой линзе.

Главные фокусные расстояния, переднее и заднее, вообще говоря, друг другу не равны. Однако в том случае, если обе фокальные точки расположены в одной среде, оба фокусные расстояния равны друг другу. Другое прои-

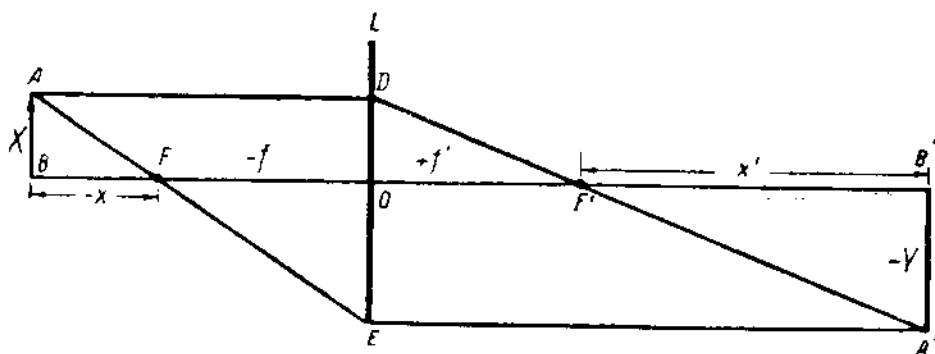


Рис. 171.

зойдет, если фокусные точки расположены в средах, имеющих различные коэффициенты преломления. Например, если линза погружена до ранга в воду, тогда преломления в ней, вообще говоря, уменьшатся, и фокусы отодвинутся от линзы. Но отодвинутся неодинаково. Водяной фокус отодвинется сильнее, чем воздушный. Однако эти, более сложные, случаи, имеющие место например в глазу, мы оставим в стороне и возьмем только случаи, когда фокусные расстояния равны друг другу.

Итак рассмотрим простейший случай, когда перед нами тонкая, двояковыпуклая линза, с симметричными и равными по величине фокусными расстояниями.

Станем искать изображение предмета AB , помещенного перед линзой, дальше, чем главный фокус F . Будем разыскивать изображение только точки A , так как изображение точки B найдется на главной оптической оси в той же плоскости, где и изображение от A . Возьмем 2 луча: 1) луч, параллельный главной оптической оси, преломившись, пойдет во второй, задний, фокус F' ; 2) луч, проходящий на линзу через передний фокус, после преломления станет параллельным оси.

Там, где пересекутся эти два луча, пересекутся и все остальные лучи, вышедшие из точки A .

Получаем ход лучей, изображенный на рисунке 171.

Теперь введем ряд ограничений в знаках.

Станем все отрезки считать от главных фокусов вправо, вдоль по направлению света, положительными. Влево, навстречу свету, — отрицательными. Так как в геометрические формулы войдут отрезки без знака, то отрицательным отрезкам придадим знак минус и таким образом превратим их в положительные величины (без знаков).

Обозначим отрезок FB через $-x$, отрезок $F'B'$ — через $+x'$. Отрезки, откладываемые вверх (предмет), отметим через $(+Y)$. Отрезки, откладываемые вниз (изображение), — через $(-Y)$.

Рассмотрим две пары подобных треугольников:

$$\triangle ABF \sim \triangle FOE$$

и

$$\triangle DOF' \sim \triangle A'B'F'$$

Имеем

$$AB : OE = BF : FO,$$

$$X : (-Y) = (-x) : (-f),$$

или

$$X : Y = (-x) : f \quad (54)$$

и

$$OD : A'B' = OF' : F'B',$$

или

$$X : Y = (-f') : x' \quad (55)$$

Наконец, приравнявая правые части, получаем:

$$(-x) : f = (-f') : x',$$

или

$$xx' = ff' = -f^2. \quad (56)$$

Таким образом мы получаем комплекс из трех формул:

$$X : Y = (-x) : f; \quad X : Y = (-f') : x'; \quad xx' = ff' = -f^2.$$

К ним присоединим следующие две.

Вообразим на нашем чертеже прямую AOA' .

Из подобия полученных таким путем больших треугольников $\triangle AOB \sim \triangle OA'B'$ заключаем: $AB : A'B' = OB : OB'$.

Пусть $OB = (-d)$ есть расстояние от предмета до линзы; $OB' = e$ есть расстояние от линзы до изображения.

В нашем написании имеем

$$X : (-Y) = (-d) : e. \quad (57)$$

Наконец, вводя в формулу вместо $(-x)$ равное ему значение $(-d) + f$, а вместо x' — величину $e - f$, имеем $(-d + f) : (e - f) = -f^2$.

Отсюда, выполнив действие и деля все на произведение edf , получаем

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{e} = \frac{1}{f}. \quad (58)$$

Названные пять соотношений решают проблему о месте и величине изображения.

При решении задач безразлично, каким комплексом формул мы будем пользоваться: формулами (54), (55), (56) или (57) и (58). В большинстве

предстоящих нам задач проще пользоваться формулами (57) и (58), так как в них входят расстояния от предмета и от изображения до линзы, легко определяемые в простейших случаях; однако, впоследствии мы увидим, что в случае толстых линз, а особенно сложных систем линз, определить расстояние от предмета и изображения до фокуса проще, чем до линзы, и следовательно формулы (54), (55) и (56) более уместны.

Пример 1. Дана выпуклая линза с фокусным расстоянием 30 см; в 200 см от линзы помещен предмет, величина которого равна 60 см. Где и каково будет изображение?

Решение. $x = -200 + 30 = -170$; $x' = \frac{-f^2}{x} = \frac{900}{170} = 5,3$ см.

Таким образом изображение будет на +5,3 правее правого фокуса. Величина его определится пропорцией $\frac{60}{Y} = \frac{-170}{30}$,

откуда

$$Y = -10,6 \text{ см.}$$

Пример 2. Ищется фокусное расстояние линзы по таким данным. Предмет равен 60 см. Изображение равно 10,6 см и находится на 35,3 см от линзы.

Решение. В формулу $\frac{X}{Y} = \frac{-f'}{x'}$ подставим вместо x' его значение (35,3 — f'), получаем

$$\frac{60}{-10,6} = \frac{-f'}{35,3 - f'}$$

Отсюда

$$60 \cdot 35,3 - 60f' = 10,6f', \text{ или } 70,6f' = 2118.$$

Наконец,

$$f' = \frac{2118}{70,6} = 30 \text{ см.}$$

Пример 3. Дано общее расстояние от объекта до изображения, равное 235,3 см. Кроме того даны: величина предмета $X = 60$ см и величина изображения $Y = -10,6$ см. Ищется фокусное расстояние.

Решение. Из формулы (57), переменяя знаки, получаем

$$\frac{X}{Y} = \frac{d}{e},$$

помня, что $-d + e = 235,3$, пишем:

$$60 : 10,6 = (-d) : (235,3 + d),$$

отсюда

$d = -200$ см, следовательно,

$$e = 35,3.$$

Наконец,

$$\frac{1}{200} + \frac{1}{35,3} = \frac{1}{f},$$

откуда

$$f = 30 \text{ см.}$$

Построение изображений в случае, когда предмет расположен ближе

к линзе, чем фокусное расстояние, требует особого рассмотрения. Построим поперечному луч AD , параллельный оси (рис. 172). Второй луч AE построим такой, чтобы его продолжение (назад) проходило через фокус F . Такой луч, преломившись, пойдет параллельно оси.

Замечаем, что лучи справа образуют расходящийся пучок, который кажется исходящим слева из точки A' , являющейся мнимым изображением точки A . Мы говорим, что перед нами мнимое прямое (отсюда

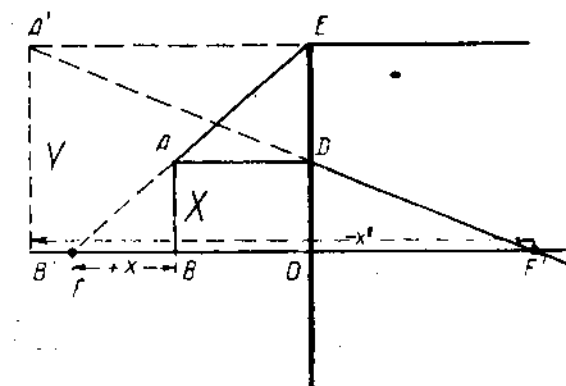


Рис. 172.

знак $+$) изображение точки A . Геометрия его та же, что и в предыдущем случае.

Действительно, рассмотрим две пары подобных треугольников: $\triangle A'B'F'$ и $\triangle DOF'$ — с одной стороны и $\triangle OFE$ — и $\triangle ABF$ — с другой стороны.

Эти две пары треугольников подобны друг другу.

Вспоминая, что

$$OE = A'B' \text{ и } OD = AB,$$

имеем

$$A'B' : AB = (-x') : f'; \quad A'B' : AB = (-f) : x,$$

или

$$Y : X = (-x') : f' \text{ и } Y : X = (-f) : x.$$

Откуда следует производное соотношение

$$xx' = ff' = -f^2.$$

Пример 4. Дано место предмета $x = +5$ см, фокусное расстояние линзы $f = 30$ см. Ищется место изображения.

По формуле (56) пишем

$$5x' = -900; \quad x' = -\frac{900}{5} = -180 \text{ см.}$$

Заметим, что теперь x' надо считать от правого фокуса влево, т. е. придавать ему знак минус.

§ 67. Вогнутая линза.

Обращаемся к вогнутым линзам.

Эти линзы следующим образом влияют на лучи: 1) луч, пришедший на линзу параллельно оси, отклонится в сторону так, что его продолжение (назад) проходит через фокус, расположенный слева. Таким образом слева у вогнутой линзы находится тот фокус, который у выпуклой линзы лежал справа. Следовательно, перед нами линза с перевернутыми значениями фокусных расстояний. Точка „заднего“ фокуса у нее помещена впереди линзы. С этим связано изменение знаков. „Передний“ фокус f помещается позади линзы и имеет расстояние $+f$. Задний фокус помещается впереди линзы и имеет расстояние $-f$.

2) Луч, направленный в правый фокус, после линзы становится

параллельным. Это правило является обращением предыдущего, так как ход лучей вперед и ход назад тождественны.

Поэтому, желая построить изображение предмета, помещенного перед вогнутой линзой (рис. 173), мы из точки A чертим два луча: один, параллельный оси, отклоняется кверху так, что его продолжение (назад) проходит через левую точку фокуса. Другой — луч, стремящийся в правую точку фокуса, после линзы становится параллельным оси.

Мы получаем справа от линзы расходящийся пучок лучей, кажушихся нам исходящими из мнимой точки A' . Получается мнимое уменьшенное изображение предмета.

Что касается геометрии его, то она имеет прежнюю силу, но только нужно счет вести от точек фокуса, расположенных и на ч е в отношении линзы.

Так расстояние x надо считать от правого фокуса (т. е. всегда отрицательным), а расстояние x' — от левого фокуса.

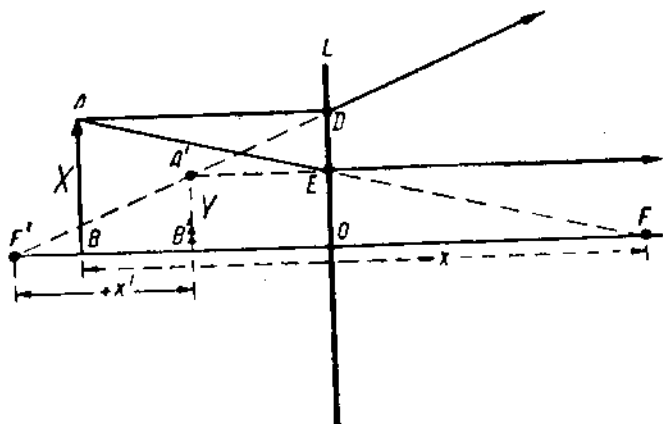


Рис. 173.

Рис. 173 дает следующие соотношения. Имеем опять подобие двух пар треугольников:

$$\triangle ABF \sim \triangle OEF \text{ и } \triangle DOF' \sim \triangle A'B'F'.$$

Из их подобия, отождествив отрезки OD с величиной предмета $AB = X$ и отрезок OE с величиной изображения $A'B' = Y$, имеем

$$X:Y = BF:OF.$$

Наконец

$$xx' = -ff' = -f^2 \text{ и } X:Y = OF':B'F',$$

откуда

$$X:Y = (-x):f \text{ и } X:Y = (-f'):x'.$$

Понятно, что сохраняет силу и соотношение

$$X:Y = d:e$$

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{e} = \frac{1}{f},$$

причем в последней формуле фокусное расстояние f следует считать отрицательным.

Пример 1. Дана вогнутая линза, с фокусным расстоянием f , равным 30 см. Перед линзой, в расстоянии равном — 60 см от фокуса F , расположен предмет, величина которого равна 6 см. Найти величину и место изображения.

Решение. $x' = -\frac{900}{-60} = 15$ см; $Y = -X \frac{f}{x} = 6 \frac{30}{60} = 3$ см.

Пример 2. Дана линза, с неизвестным фокусным расстоянием f . Ищется величина фокусного расстояния, если известно, что предмет, величина которого $X = 10$ см, изобразился в виде $Y = 2$ см в точке, удаленной от линзы на расстояние $e = 20$ см.

Решение. Отыскиваем d из соотношения

$$X:Y = d:e,$$

где $X = 10$; $Y = 2$; $e = 20$.

Находим

$$d = 20 \frac{10}{2} = 100 \text{ см.}$$

Зная d , находим f по формуле

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{100} + \frac{1}{20},$$

отсюда

$$f = 16,7.$$

§ 68. Сферические зеркала.

Аналогичные рассуждения приложимы к сферическим зеркалам.

Но мы будем очень кратки, отчасти ввиду сходства рассуждений, отчасти из-за того, что зеркала нас меньше интересуют, так как зеркальные изображения встретятся нам дальше очень редко.

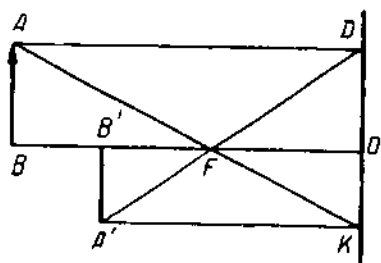


Рис. 174.

Сферическое зеркало, приняв на себя пучок, параллельный оптической оси, отражает его обратно в главный фокус. Наоборот, если луч, идя на зеркало, прошел через главный фокус, то он отражается параллельно оси. Мы видим, что в случае зеркал „пространство изображений“ перекрывает собою пространство предмета. С этим связано то обстоятельство, что у зеркала не два фокуса, как у линзы, но только один. Его расстоя-

ние приходится считать то положительным, когда оно лежит по пути отраженного луча, то отрицательным, когда оно расположено обратно падающему свету.

Что касается геометрии изображения, то она совпадает с геометрией линз.

Возьмем слева предмет AB , расположенный от зеркала дальше главного фокуса F (рис. 174). Проведем из точки A два луча:

Луч AFK , проходящий через фокус. Он после отражения от зеркала станет параллельным оси.

Луч AD , параллельный оси. После отражения он пойдет в главный фокус. Два отраженных луча пересекутся в точке A' , которая и станет изображением точки A .

Для уяснения геометрии рассмотрим две пары подобных треугольников $\triangle ABF \sim \triangle FOK$ и $\triangle A'B'F \sim \triangle FOD$.

В них $DO = AB$ и $OK = A'B'$. Обозначим попрежнему предмет (отложен вверх) через $(+X)$, изображение (направлено вниз): обозначим через $(-Y)$, расстояние FB (отложено против хода света) обозначим через $(-x)$ и расстояние FB_1 (отложено вдоль по свету) обозначим через x' . Фокусное расстояние отметим как $(-f)$ для лучей, идущих слева, и как $(+f')$ для лучей, идущих налево.

Имеем

$$X : (-Y) = (-x) : (-f); \quad X : (-Y) = f' : x',$$

что переписывается в обычном виде

$$X : Y = -x : f \quad \text{и} \quad X : Y = (-f') : x'.$$

Отсюда получаем

$$xx' = ff' = -f^2,$$

что и требовалось доказать.

Аналогично доказывается применимость тех же формул к случаю, когда предмет AB лежит к зеркалу ближе фокуса (рис. 175). Проведем, попрежнему, 2 луча. Один — параллельный оси. Этот луч (AD) после отражения пройдет через фокус (луч DF). Другой проведем так, чтобы его продолжение (назад) прошло бы через фокус (луч AK). Он после отражения станет параллельным оси. В итоге после отражения получается расходящийся пучок лучей, который кажется исходящим из точки A' . Здесь получается мнимое, прямое, увеличенное изображение. Геометрия изображения получается таким путем.

Рассмотрим 2 пары подобных треугольников $\triangle KOF \sim \triangle ABF$ и $\triangle A'B'F \sim \triangle DOF$. В них $KO = A'B' = Y$ и $DO = AB = X$. Расстояние $FB = +x$ и расстояние $B'F = -x'$. Имеем

$$Y : X = (-f) : x \quad \text{и} \quad Y : X = (-x') : f',$$

чему можно придать обычный вид

$$X : Y = (-x) : f \tag{54}$$

и

$$X : Y = (-f') : x'. \tag{55}$$

Отсюда — третье соотношение

$$xx' = ff' = -f^2. \tag{56}$$

Наконец, отодвинем предмет правее зеркала, так что он окажется перед выпуклым зеркалом.

Луч AK , идущий в фокус F , после встречи с зеркалом отразится параллельно оси.

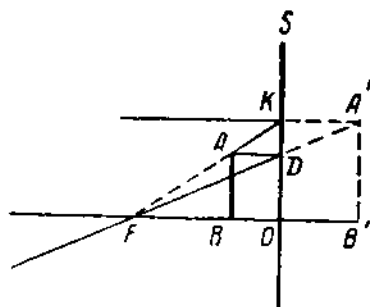


Рис. 175.

Луч AD , параллельный оси, отразится по фокальному направлению. В пространстве изображения распространяются 2 расходящихся луча, много исходящих из точки A' .

Получается мнимое, уменьшенное изображение $A'B'$ предмета AB . Геометрия изображения остается прежняя.

Очевидна полная аналогия рис. 176 с рис. 175, с той разницей, что предмет и изображение обменялись местами.

Получается обычное соотношение

$$X:Y = (-f):x;$$

$$X:Y = (-f'):x' \text{ и}$$

$$xx' = ff' = -f^2.$$

Рассмотрев вкратце зеркала, возвращаемся к линзам.

Рис. 176.

§ 69. Система из тонких линз, сложенных вплотную.

Рассмотрим теперь случай, описанный в заголовке. Пусть перед нами две выпуклые линзы, очень тонкие, сложенные вплотную (рис. 177). Фокусное расстояние одной линзы обозначим через F_1 и F_1' . Вторая линза пусть имеет фокусное расстояние F_2 и F_2' .

Поместим в F_1 светлую точку. Лучи, дойдя до линзы L_1 , станут параллельными оптической оси и в таком виде достигнут линзы L_2 . Пройдя эту вторую линзу, они сосредоточатся в главном ее фокусе F_2' . Таким образом точки F_1 и F_2' оказываются сопряженными, являясь изображением одна другой. Но в таком случае, считая обе линзы за одну (а для этого необходимо, чтобы они прилегали бы вплотную), мы применяем к ним соотношение $\frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2'} = \frac{1}{F}$, где F_1 равно фокусному расстоянию первой линзы L_1 , а F_2' — фокусное расстояние 2-й линзы L_2 , а F — фокусное расстояние всей системы.

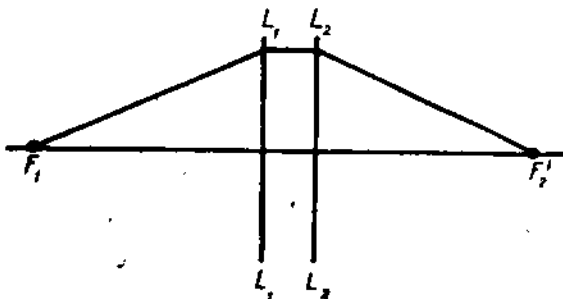


Рис. 177.

Заметим, что величина, обратная фокусному расстоянию, именуется «диоптрией» при условии, что фокусные расстояния выражены в метрах.

Получаем правило: *диоптрия системы, собранной в указанных условиях, равна сумме диоптрий слагаемых.*

Пример 1. Допустим, что у нас имеются две линзы: одна с фокусным расстоянием $F_1 = 25$ см и другая с фокусным расстоянием $F_2' = 75$ см. Их диоптрии соответственно равны 4 и $\frac{4}{3}$. Общая диоптрия их суммы

равна следовательно $4 + \frac{4}{3} = \frac{16}{3} = 5\frac{1}{3}$. Фокусное расстояние в сантиметрах следовательно равно $\frac{300}{16} = 18,8$ см.

§ 70. Система, состоящая из произвольного числа произвольно толстых линз.

Теперь перейдем к случаю, когда мы имеем произвольно построенную систему сферических поверхностей, ограничивающих преломляющие среды и имеющих общую ось. Примем, что попрежнему требование гомоцентричности соблюдено.

Пусть поверхности S_1 и S_2 на рис. 178 представляют собою крайние поверхности всей системы. Возьмем луч, который падает на систему слева, параллельно оптической оси. Он испытает на ряде поверхностей преломления и выйдет, наконец, во вторую среду по какому-нибудь направлению BF_1 . Теперь поступим так: продолжим лучи падающий и преломленный до их взаимного пересечения в точке H_1' .

В этой точке мысленно поместим одну линзу, преломляющую луч по направлению $H_1'F_1$. Этим самым мы заменим систему наших поверхностей по отношению к лучу, идущему слева параллельно оси, одной линзой, с фокусным расстоянием, равным H_1F_1 . Точка H_1 называется главной точкой нашей системы по отношению к лучам, идущим слева.

Прделаем те же операции по отношению к лучу, идущему параллельно оси справа. Мы получим, вообще говоря, другую главную точку H_2 и

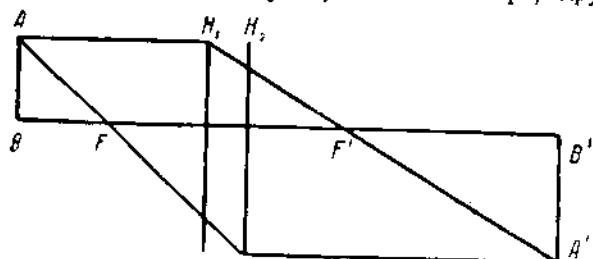


Рис. 179.

новый фокус F_2 . Расстояние H_2F_2 равно расстоянию H_1F_1 , если фокусы F_2 и F_1 лежат оба в одинаковых средах (в воздухе). Эти две главные точки и им отвечающие главные фокусы определяют геометрию системы.

Действительно, для построения изображения проводим из изображаемой точки A два луча (рис. 179).

Один, параллельный оптической оси, до второй, главной, плоскости H_1 . Отсюда луч пойдет в заднюю главную фокальную точку системы F_1 .

Наоборот, луч, прошедший из точки A через левую главную фокальную точку F , дойдет до плоскости H_2 и, отсюда начиная, пойдет параллельно оптической оси. Два луча, проведенные нами, вполне определяют точку пересечения всех лучей, вышедших из точки A , если мы исходим из представления о гомоцентричности всей системы линз.

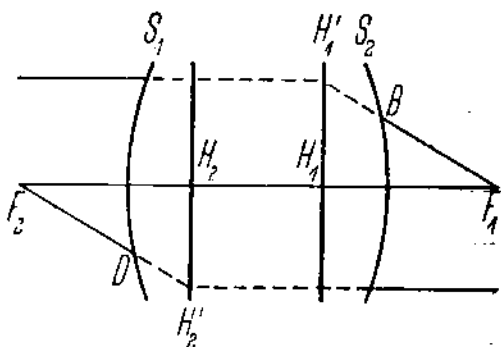


Рис. 178.

Положение главных плоскостей и главных фокальных точек может быть весьма разнообразно.

Иногда плоскости H_1 и H_2 расположены так, как они изображены на рис. 178. Иногда, наоборот, плоскость H_1 расположена раньше, чем плоскость H_2 . Точно так же фокусы F_2 и F_1 могут быть расположены так, как на нашем рисунке, а иногда фокусы F_2 и F_1 расположены по другие стороны от плоскостей H_1 и H_2 , и т. д.

В разобранном построении с отчетливостью выступает преимущество формул (54) — (56) над формулами (57) и (58). В формулы (54), (55) и (56) входят расстояния до фокусов, всегда легко определяемые. В формулы (57) и (58) — расстояния до „линзы“, т. е. до главных плоскостей, скрывающихся обычно в глубине оптической системы.

§ 71. Недостатки изображений.

Теоремы, нами установленные, были приближительны. Приближительны и выводы, делаемые нами из этих теорем. В действительности гомоцентричность соблюдается весьма не строго. Не строго выполняются и все те выводы, которые мы делаем из признания гомоцентрии.

Поэтому не удается получить хорошего изображения от простой линзы.

Необходимо прибегнуть к сложной системе, где недостаток, вносимый одной линзой, исправляется обратным недостатком другой.

По роду тех недостатков, которые устранены с особенной заботой, система получает соответственное наименование.

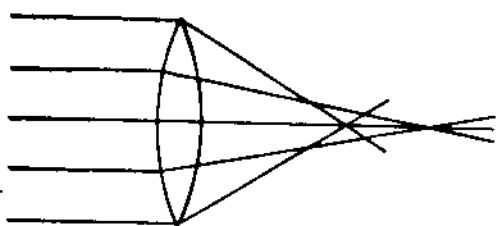


Рис. 180.

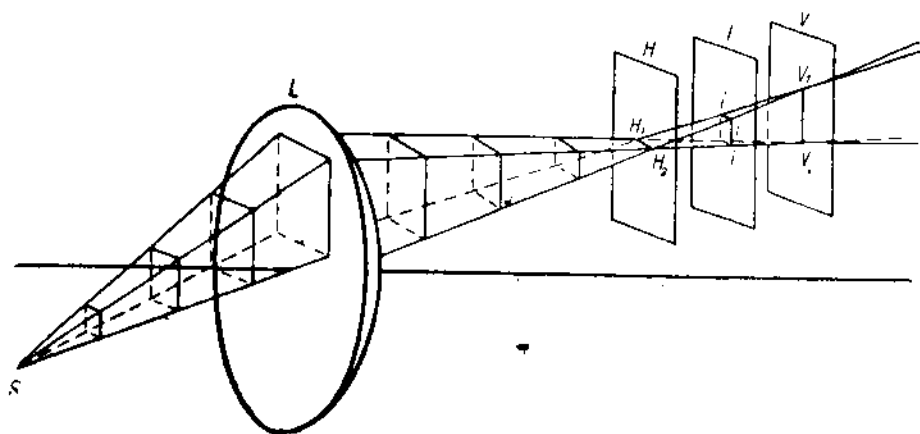


Рис. 181.

Ахроматами называют системы, у которых устранено явление „хроматической аберрации“. Этим именем называется следующее явление. Коэффициент преломления не для всех цветов одинаков. Наибольшее значение он имеет для фиолетовых лучей, наименьшее — для красных. Поэтому

фиолетовый фокус лежит ближе к линзе, чем красный. Изображение многокрасочной светлой точки лежит поэтому не в одной точке, но в ряде смежных точек. Красное изображение окружено фиолетовым ореолом, фиолетовое — красным. Комбинируя линзы выпуклые и вогнутые с различными свойствами преломляющих сред, удастся устранить этот недостаток для двух лучей.

Апохроматами называются линзы, у которых указанное требование соблюдено для трех лучей.

Апланатами называются системы, у которых устранена сферическая aberrация. Сферической aberrацией мы называем явление, в силу которого лучи даже монохроматические, вышедшие из одной точки левого пространства, собираются не в одной точке правого пространства (рис. 180).

Анастигматами, или стигматами, называют линзы, в которых устранен недостаток, именуемый астигматизмом.

Этим именем обозначается следующий недостаток.

Когда точка изображается слишком косым пучком, то, как показывает опыт, изображение ее не получается более в виде точки, но в виде пятна света. Однако, например в случае, изображенном на рис. 181, пучок имеет такое строение. Сначала он сжимается в направлении горизонтальном, потом образует расплывчатое изображение. Затем сжимается в вертикальном направлении, причем сжатые места уже, чем место расплывчатого изображения. Поэтому, если объектом является вертикальная система штрихов (рис. 182, столб. а), то „изображение“ ее будет казаться четким в более удаленной точке. Наоборот,

V	H
$\sqrt{v}$	$—h$
$ $	$—$
$ $	$—$
$ $	$—$
$ $	$—$
$ $	$—$
a	b

Рис. 182.

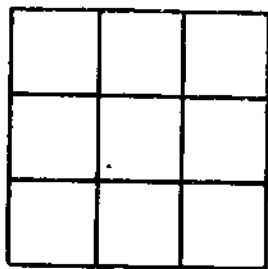


Рис. 183.

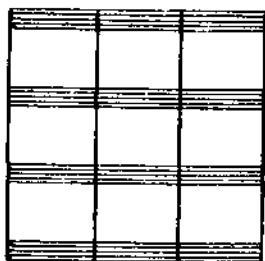


Рис. 184.

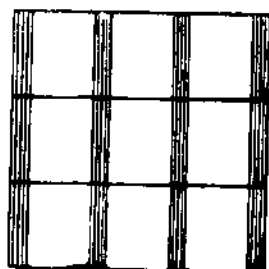


Рис. 185.

горизонтальные штрихи выходят более отчетливо на более близкой поверхности (рис. 182, столб. б).

Крест (стигма) не будет изображаться хорошо. Отсюда наименование „астигматизм“.

Если объектом является прямоугольная решетка, то в одной плоскости получается четкое изображение вертикальных линий, тогда как горизонтальные получаются размытыми, в другой плоскости наоборот отчетливо получается изображение горизонтальных штрихов (рис. 183, рис. 184 и 185).

Системы, для которых частично устранен этот недостаток, носят наименование анастигматов, или, проще, стигматов.

Наконец, нередко случаи, когда прямоугольная решетка, изображенная

на рис. 186, дает искаженные изображения, как то показано на рис. 187 и 188.

Иногда объектив оставляется сознательно без корректуры какого-нибудь одного недостатка, если его предполагается применять вместе с окуляром. Тогда окуляр исправляет недостатки объектива (коррекционный или компенсационный окуляр).

В общем, как мы видим, правильное изображение достигается не иначе, как применением многих оптических линз. Благодаря этому объектив приобретает очень сложную форму.

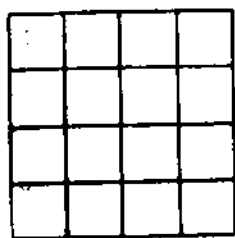


Рис. 186.

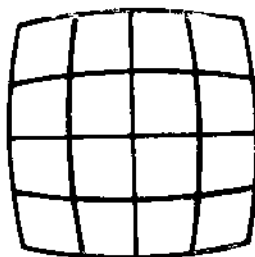


Рис. 187.

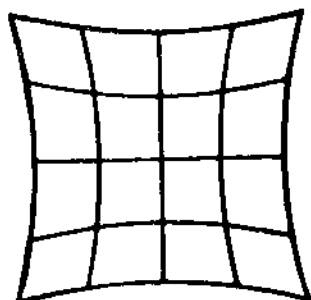


Рис. 188.

Объектив разрешает задачу лишь для узкого поля и в должном его применении. Поэтому необходимо соблюдать в точности предписания фирм относительно объективов.

§ 72. Вопросы и задачи для самопроверки.

1. Как читаются 6 основных формул, связывающих предмет и изображение?
2. Что такое свойство гомоцентрии?
3. Как изменяется расстояние от изображения до второго фокуса, в зависимости от расстояния предмета от первого фокуса в выпуклой линзе?
4. Чему равна величина изображения от предмета, имеющего размеры 70 см. Предмет помещен в 4 м от двояковыпуклой линзы. Фокусное расстояние ее 60 см.
Решение. 12,2 см от линзы.
5. Где находится изображение предмета в выпуклой линзе, помещенного на 25 см дальше фокуса. Фокусное расстояние 60 см.
Решение. 204 см от линзы.
6. Где и какое получится изображение в рассеивающей линзе с фокусным расстоянием, равным 60 см, если предмет помещен на расстоянии 80 см от линзы.
Решение. $x = -25,7$. На 25,7 влево от левого фокуса.

ТЕМА IX.

ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ.

Настоящий отдел заключает в себе оптику инструментов, в частности микроскопа как инструмента, важного для металлурга.

Изложенный материал не требует детального усвоения, поэтому он не сопровождается контрольными вопросами.

§ 73. Глаз.

Глаз представляет собою первичный и важнейший оптический инструмент. Его устройство весьма сложно, но мы не будем вдаваться ни в анатомические, ни в физиологические детали, ограничиваясь описанием его как

некоторой оптической системы. Рис. 189 представляет разрез правого глаза.

Наружная оболочка глаза *C* состоит из склеры — довольно прочного рогового вещества, в большей своей части молочнобелого цвета. Только передняя, слегка выпуклая, часть роговицы *S* прозрачна. Следующий внутренний слой, выстилающий склеру и обозначенный на рис. 189 буквой *B*, представляет сосудистую оболочку, состоящую из кровеносных сосудов. В передней части глаза эта оболочка отсутствует, ограниченная кольцевой мышцей *M*.

К этой мышце в ее передней части присоединена еще более тонкая диафрагма *D*, различно окрашенная у разных людей, так называемый ирис. Средняя часть диафрагмы открыта (зрачок).

Третий слой, выстилающий дно глазного яблока, так называемая ретина или сетчатая оболочка *O*, представляет систему микроскопических и необычайно многочисленных окончаний нервной системы глаза, разветвляющейся из общего пучка *P*.

Позади диафрагмы расположена важнейшая часть оптической системы глаза, так называемый хрусталик *G*. Это есть сложная линза, состоящая из сферических слоев различной толщины и неодинакового показателя преломления, возрастающего от периферии к центру. Линза эта более выпукла на своей задней стороне. Кроме того, кривизна ее может несколько изменяться благодаря усилиям кольцевой мышцы *M*. Хрусталик разделяет глаз на две изолированные камеры: переднюю, наполненную водянистой влагой, и заднюю — стекловидной влагой.

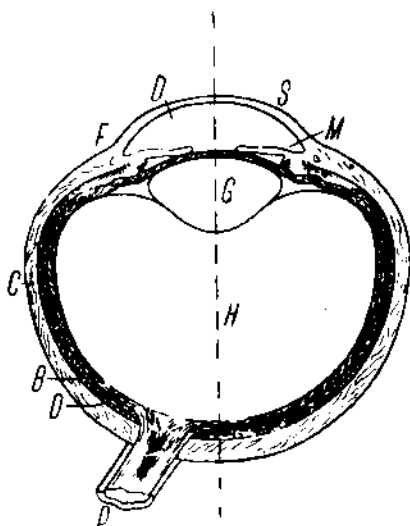


Рис. 189.

Как видим, в оптическом отношении глаз представляет систему с очень сложной структурой из слоев, ограниченных сферическими или приблизительно сферическими поверхностями.

Главные плоскости этой сложной системы лежат в передней камере, на расстоянии 2,15 мм и 2,55 мм от передней поверхности роговицы. Фокусные расстояния (не равные) имеют длину: 15,7 мм — передний фокус и 22,36 мм — задний фокус.

В ненапряженном состоянии нормального глаза внутренний фокус лежит на ретине, на которой, следовательно, и получается изображение далеких предметов. Если глаз фиксируется на более близких предметах, то изображение должно бы удалиться за ретину. Однако, в глазу действует следующий механизм.

При фиксации близких предметов кольцевая мышца сжимает хрусталик, увеличивает кривизну его поверхностей и укорачивает, таким образом, общий фокус системы так, что изображения даже более близких предметов получаются опять-таки на сетчатке.

Таким образом замечательной особенностью глаза, как оптического прибора, является то, что это — прибор с изменчивым фокусным

расстоянием, но неизменным расположением места, где получается изображение.

Это свойство глаза приспособлять фокус к расстоянию предмета называется *аккомодацией* (коммодус — удобный).

Изображение, образовавшееся на сетчатке, раздражает нервные окончания, и раздражение это осознается мозгом как „видение“. Следует ясно представить, какой сложный процесс отделяет акт „видения“ от акта осознания видимого. Лишь длительный опыт и сложное, но сделавшееся привычным рассуждение позволяют истолковать отдельные раздражения нервных волокон как целостную картину. Поэтому не следует удивляться, что картина, получающаяся в глазу в виде обратного уменьшенного изображения, воспринимается мозгом в нормальном положении и величине. Повторяем, глаз посылает в мозг отдельные разрозненные сигналы. „Видит“ не глаз, а мозг.

Чувствительность глаза чрезвычайно велика. Предел раздражения достигается приблизительно при 10^{-11} эргов, падающих в течение 1 сек. в глаз. Это — чувствительность, значительно превышающая лучшие измерители излучений.

Для того чтобы две точки были восприняты как отдельные, необходимо, чтобы изображение каждой из них раздражило особый, независимый нерв. Необычайная густота нервных окончаний определяет ничтожность расстояния еще различимых точек.

Нервные окончания в глазу имеют двойственный характер.

Одни имеют форму цилиндров (палочки), другие — конусов (колбочки). Их распределение в глазу неравномерно.

Вблизи оптического полюса, но не на самой оптической оси, помещается так называемое желтое пятно. Там сосредоточены колбочки в колоссальном количестве, свыше 12 000. Это пятно является наиболее выгодным местом глаза в смысле четкости воспринимаемого зрительного ощущения. Однако в то же время это место не является наиболее чувствительным. Часто световое впечатление, достаточно сильное для того, чтобы привлечь наше внимание, когда оно мелькнет на удаленных от желтого пятна участках сетчатки, не может быть воспринято, когда мы пытаемся фиксировать его на желтом пятне. Однако роль палочек и колбочек все еще недостаточно выяснена, и весь вопрос должен быть целиком отнесен к физиологии.

Как мы видели, для того, чтобы некоторая точка рисунка могла быть отмечена, нужно, чтобы изображение ее пришлось на особый нерв. Отсюда ясное требование: для увеличения числа деталей, различимых зрением, необходимо, по возможности, увеличить изображение в глазу. Не малую роль играет и яркость изображения, но величина его является первым и решающим фактором.

Но мы видели, что благодаря аккомодации изображение получается в глазу всегда на одном и том же экране — на сетчатке.

Это очень упрощает геометрию изображений.

В глубине глаза, приблизительно на расстоянии 7 мм от передней поверхности роговицы, имеется точка, которая может быть названа оптическим центром глаза. Луч, проникающий в глаз через эту точку, не испытывает преломления.

Если AB (рис. 190) есть предмет и C — центр глаза, то изображение $A'B'$ имеет величину, равную ar , где α — угол, под которым входят в глаз центральные лучи, а r — расстояние от центра C до сетчатки. Так как r остается

величиной постоянной, то величина $A'B'$ целиком определяется углом зрения α . Желая поэтому подробнее изучить предмет, мы должны, по возможности, увеличить α , что достигается приближением предмета к глазу.

Однако способность глаза аккомодировать не безгранична. Нормальный глаз без напряжения может аккомодировать на расстоянии не меньше 25 см. Желая еще более увеличить угол зрения, под которым мы рассматриваем предмет, мы должны прибегнуть к вспомогательным оптическим средствам.

§ 74. Микроскоп.

Из увеличительных приборов упомянем, прежде всего, простой микроскоп, или лупу.

По существу лупа представляет собою простое увеличительное стекло.

Предмет AB , подлежащий рассмотрению, помещается вблизи фокуса, немного ближе к линзе, чем этот последний (рис. 191). Лупа отбрасывает от него, мнимое, прямое, увеличенное изображение на расстояние ясного видения, т. е. на 25 см.

Как показывает рис. 191, в глаз при этом сходятся лучи под таким углом, под которым они шли бы, если бы предмет помещался на своем действительном месте, но без линзы. Таким образом линза не меняет угла зрения, но отодвигает изображение от глаза, чем облегчает рассмотрение предмета.

Если фокусное расстояние обозначим через F , то, очевидно, что $\tan$ нового угла зрения на предмет равен:

$$\tan \varphi = \frac{a}{F}, \text{ где } a — \text{величина предмета.}$$

Для невооруженного глаза надо предмет поместить на расстоянии ясного видения, т. е. на 25 см.

В таком случае для $\tan$ угла зрения получаем выражение:

$$\tan \varphi_1 = \frac{a}{25}.$$

Отношение двух тангенсов можно назвать увеличением лупы. Таким образом увеличение лупы равно

$$\tan \varphi : \tan \varphi_1 = \frac{a}{F} : \frac{a}{25} = \frac{25}{F}. \quad (59)$$

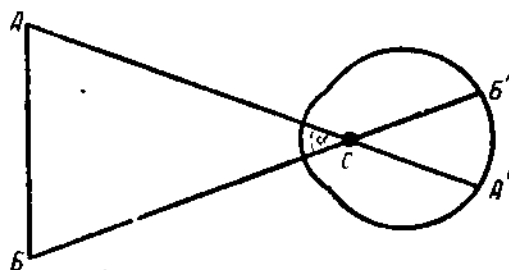


Рис. 190.

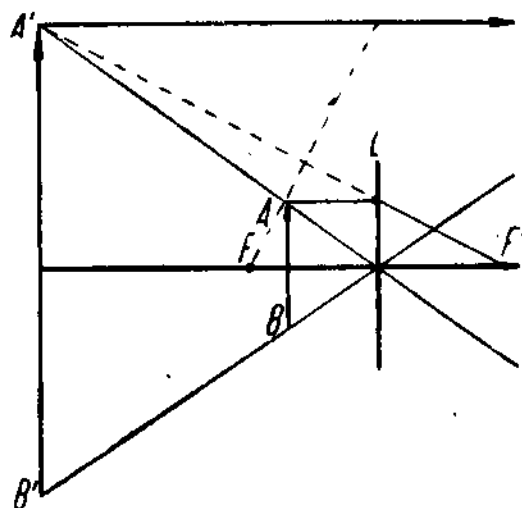


Рис. 191.

Увеличение лупы, следовательно, обратно пропорционально ее фокусному расстоянию F .

Раньше, когда построение сложных микроскопов представляло значительные трудности, строились лупы с очень большим увеличением.

В настоящее время увеличение для лупы, равное 20—25, считается предельным.

Впрочем и эти лупы строятся не из одной линзы, но имеют сложную оптику.

Когда требуется большее увеличение, прибегают к сложному микроскопу. Получение изображения в микроскопе видно из рис. 192. Для рассмотрения вопроса об увеличении микроскопа обратимся к рис. 193.

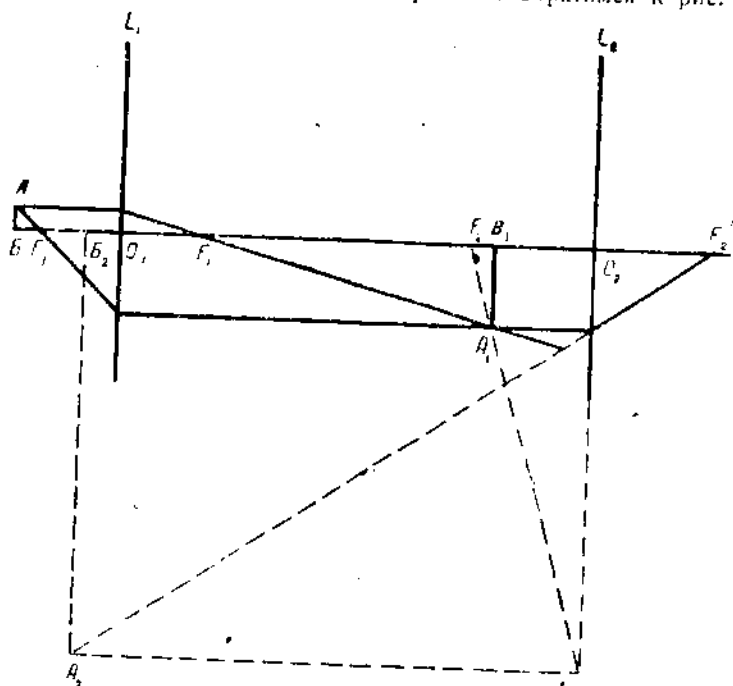


Рис. 192.

Ярко освещенный предмет A_1B_1 (рис. 193) помещается перед очень короткофокусным объективом L_1 , немного дальше фокуса (практически — в самом фокусе). Этот объектив дает сильно увеличенное действительное и обратное изображение предмета A_2B_2 , располагающегося на значительном расстоянии от объектива (около 16 см). Далее помещается вторая выпуклая линза L_2 , служащая лупой, с таким, следовательно, расчетом, чтобы изображение A_2B_2 оказалось почти в фокусе F_2 этой второй линзы (немного ближе к ней, чем фокус). Тогда линза L_2 даст вторично увеличенное прямое и мнимое изображение A_3B_3 , приблизительно в той же плоскости, где расположен и самый объект.

Вычислим приближенно, чем определяется увеличение микроскопа. Как мы видели, решающей величиной в вопросе об увеличении является угол зрения.

Длина тубуса микроскопа равна 16 см, а расстояние B_1O_2 от предмета

до окуляра—близко к 25 см. Таким образом, можно утверждать, что увеличение микроскопа равно отношению угла β (рис. 193), под которым глаз видит через лупу изображение A_2B_2 к углу γ , под которым глаз видел бы объект A_1B_1 , помещенный от него на 25 см (т. е. там, где он и находится), но только без посредства микроскопа.

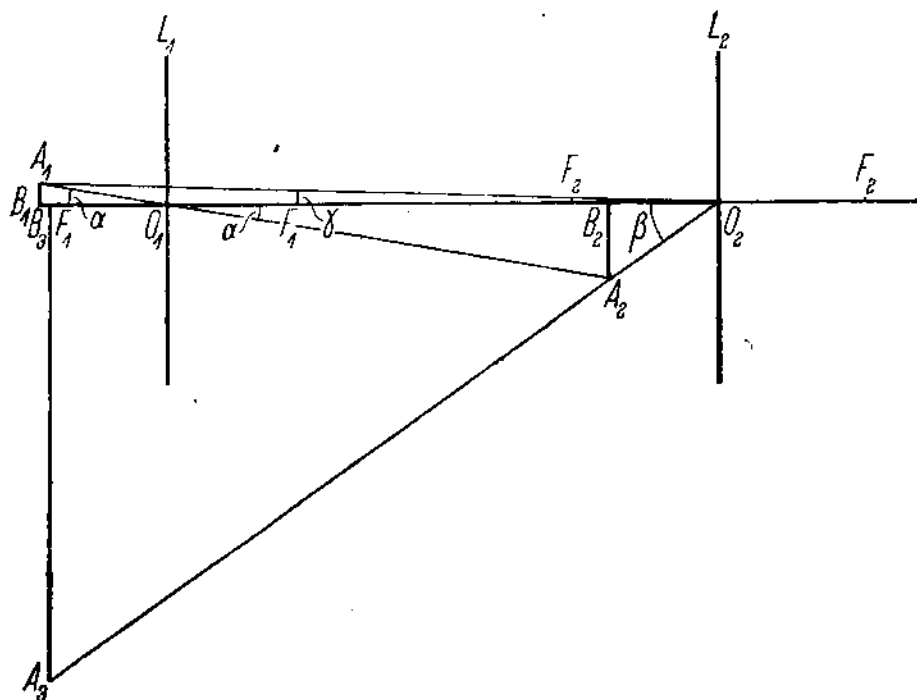


Рис. 193.

Обозначим через α угол, под которым виден предмет из объектива. Обозначая фокусное расстояние объектива F_1 , имеем приближенно соотношение:

$$A_1B_1 = F_1\alpha.$$

С другой стороны, обозначая через γ угол, под которым невооруженный глаз видел бы предмет A_1B_1 , если его поместить на расстоянии 25 см, мы имеем соотношение $A_1B_1 = 25\gamma$.

Сравнение с предыдущим равенством дает

$$A_1B_1 = F_1\alpha = 25\gamma. \quad (60')$$

Обращаемся к изображению A_2B_2 . Как видим, линия A_2B_2 стягивает 2 угла. Угол β , вершина которого удалена на расстояние B_2O_2 (где O_2 есть центр окуляра), и угол α , с вершиной, удаленной на расстояние B_2O_1 , равное расстоянию до объективной линзы L_1 . Расстояние B_2O_1 равно 16. В таком случае мы можем писать приближенно:

$$A_2B_2 = 16 \cdot \alpha = F_2\beta. \quad (60)$$

Исключая α из уравнений (60') и (60), легко получаем соотношение

$$\frac{F_1}{16} = \frac{25 \cdot \gamma}{F_2 \beta}, \text{ или } \frac{\beta}{\gamma} = \frac{25 \cdot 16}{F_1 F_2}. \quad (61)$$

Считая $\frac{16}{F_1}$ выражением для оптической силы объектива, а $\frac{25}{F_2}$ оптической силой окуляра, мы получаем утверждение: *увеличение микроскопа равно произведению из увеличения объектива на увеличение окуляра*. Вместе с тем, видим, что увеличение тем больше, чем меньше фокусные расстояния F_1 и F_2 . Увеличение объектива много больше увеличения окуляра. Первое обычно равно 50—60, второе — 5—10.

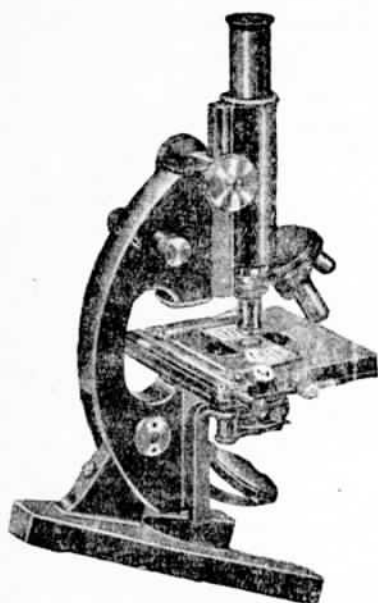


Рис. 19'.

Таким образом, обычные увеличения колеблются между 250 и 600. Однако применяются и большие увеличения, достигающие до 1000 и (редко) до 3000.

Внешний вид современного микроскопа изображен на рис. 194.

§ 75. Разрешающая сила микроскопа.

Как видим, современный микроскоп достигает колоссальных увеличений. При таких увеличениях все вышеуказанные не-точности изображения чрезвычайно ис-

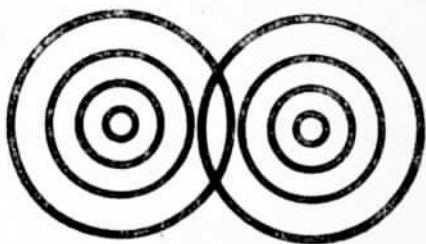


Рис. 195.

казали бы картину. Поэтому приходится прибегать к особым мерам в борьбе с этими недостатками. Ни объектив, ни окуляр не представляют собою в действительности простой линзы. Объектив состоит из большого числа (до 10) линз, причем иногда приходится применять вместо стекла другие материалы, как например флуорит.

Окуляр также состоит не из одной, но из двух линз, и действие его несколько сложнее описанного.

Этими средствами достигается, несмотря на громадные увеличения, необычайно точный и верный рисунок объекта, так что микроскопическая техника, благодаря, главным образом, работам Аббе (научный руководитель фирмы Цейсс), достигла почти предельного совершенства. Но как бы совершенен ни был микроскоп, четкости образуемого им изображения положен предел. Допустим, что рассматриваемый объект состоит из двух очень близких точек. Как показывает более строгая теория, наше утверждение, будто лучи, вышедшие из одной точки и преломившиеся в линзе, собираются в одной точке — утверждение это верно лишь условно. В действительности получается

изображение точки, окруженное несколькими светлыми и темными кольцами (рис. 195). Явление это не следует смешивать с погрешностью изображения, названной ранее сферической аберрацией.

Это — новое явление, именуемое дифракцией, лежит в самой природе света и не устранимо.

Его можно ослабить, так как диаметр колец зависит от диаметра объектива. Чем больше диаметр объектива, тем меньше радиус дифракционных колец. С другой стороны, диаметр передней линзы объектива не может быть большим, если мы хотим получить большие увеличения.

Таким образом, здесь вступают в противоречие стремление к большим увеличениям, с одной стороны, и четкость изображения, — с другой. Если объектом служат две близкие точки, то изображение их предстанет в виде двух систем дифракционных колец (рис. 195).

Для того чтобы обе точки воспринимались нами как отдельные объекты, необходимо, чтобы окружающие их кольца не перекрывали друг друга. В противном случае точки предстанут нам слитными, и мы говорим, что „достигнута предельная разрешающая сила микроскопа“.

Дальнейшее повышение увеличения не может ничего сделать. Картина, видимая нами, будет все больше, но отчетливость ее деталей повышаться не будет.

Теория, которой мы излагать не будем, утверждает, что предельное расстояние d двух точек, еще различимых, как отдельные объекты, должно быть больше дроби, числителем которой является половина длины волны света, служащего

для освещения объекта, $\frac{\lambda}{2}$, а знаменателем —

так называемая числовая апертура. Этим именем называют произведение из показателя преломления n среды, заполняющей пространство между объектом и объективом, на синус угла u , составляемого крайним лучом, входящим от объекта в объектив, с осью прибора (рис. 196)

$$a = n \sin u.$$

Обозначая апертуру через a , имеем

$$d = \frac{\lambda}{2a}. \quad (62)$$

Предел разрешающей силы достигнут, если

$$d = \frac{\lambda}{2a}.$$

Итак для повышения предельной разрешающей силы микроскопа желательно:

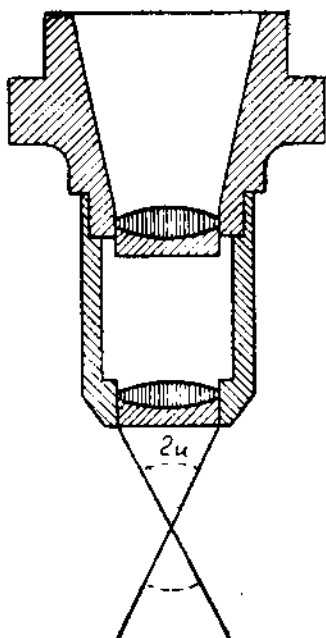


Рис. 196.

1) по возможности уменьшить длину волны применяемого света и 2) повысить апертуру.

Последнее достигается увеличением угла u и показателя преломления n . Для этого необходимо делать переднюю линзу столь широкой, сколь это позволяет примененный радиус кривизны передней линзы, и придвигать объектив как можно ближе к объекту. Пространство, отделяющее объект от объектива, заполняется средой с высоким коэффициентом преломления.

В современных так называемых иммерсионных системах передняя линза имеет, в силу сказанного, форму полушария (что делает закрепление ее крайне трудным; отсюда непрочность ее montirovki, требующей особо осторожного обращения). Объектив надвигается очень близко на объект и промежуток заполняется средой с высоким показателем преломления.

При этом угол u удается довести почти до 90° и общее значение апертуры до 1,6.

Полагая, например λ для зеленых лучей, равным 0,00052 м.м, мы для d имеем в таком случае предельное значение:

$$d = \frac{0,00052}{2 \cdot 1,6} = 0,00016 \text{ м.м.}$$

Дальнейшее повышение разрешающей силы возможно, по видимому, переходом к ультрафиолетовому свету, с его короткой длиной волны. Однако работать с ним неудобно по двум причинам. Во-первых, стекло не прозрачно для ультрафиолетовых лучей и поэтому приходится строить линзы из кварца, что очень затрудняет оплотехника, так как он не может рассчитывать объектив с произвольно заданными коэффициентами преломления, а вынужден довольствоваться коэффициентами, свойственными кварцу.

Во-вторых, работа с ультрафиолетовыми лучами должна вестись не окулярно, а при помощи фотографии, так как лучи эти не видимы глазом и действуют на фотографическую пластинку. Подобные микроскопы для работы с ультрафиолетовым светом изготавливаются, но они очень дороги и работа с ними крайне затруднительна.

§ 76. Ультрамикроскоп.

От стремления увеличить разрешающую силу переходом к ультрафиолетовому свету следует строго отличать стремление увеличить контрастность рисунка и улучшить условия видения. Обычно наблюдение в микроскопе ведется так, что свет из осветителя, помещенного под препаратом, льется сквозь объект в объектив. При этом объект представляется в виде темного, но просвечивающего (обычно окрашенного) рисунка на ослепительно ярком общем фоне. Когда мы переходим к рассмотрению мельчайших частиц, то, как сказано, каждая из них изображается в виде точки, окруженной дифракционными кольцами. При обычном наблюдении в проходящем свете вся эта картина тонет в сиянии окружающего поля, и точка, вместе с окружающими ее кольцами, бесследно исчезает.

Следует ясно понять разницу между тем, что сказано сейчас, и тем, что сказано в предыдущем параграфе. Там речь шла о предельном состоянии, при котором две точки вырисовываются отчетливо, как два отдельных объекта. Теперь вопрос идет об условиях, при которых исчезает всякий след присутствия отдельной точки, и она делается невидимой.

Обстановка существенно изменяется, если мы изменим условия наблюдения, освещая препарат ярким светом сбоку и визируя на него сверху.

Теперь в объектив станет направляться свет только от тех точек препарата, которые, будучи непрозрачны, отражают падающий на них свет. Остальной препарат, пропуская весь принятый им сбоку свет, останется темным, как темным остается ночное небо, несмотря на то, что солнечные лучи пронизывают все пространство, лежащее вне конуса земной тени.

Наоборот, непрозрачные частицы, отражающие свет, засияют, подобно планетам на ночном небе.

Условия видимости при этом настолько улучшаются, что удастся подметить присутствие частиц, много меньших, чем это возможно при обычных способах наблюдения. Следует, однако, ясно понимать, что пределы разрешающей силы микроскопа при этом не раздвинуты и что отчетливой картины от частиц, меньших 6000 м.м. , мы не получим, а увидим лишь светлый кружок, окруженный радужными кольцами.

Микроскоп, таким образом использованный, называется ультрамикроскопом. При помощи его удастся подметить присутствие в растворе частиц, размеры которых равны $0,000006 \text{ м.м.}$, т. е. в 300 раз меньше, чем то отвечает предельной разрешающей силе. Надо только, чтобы число таких частиц было не чрезмерно велико, в противном случае диффракционные кольца перекроют друг друга.

Отв. редактор С. М. Вечеслов.

Техн. редактор В. Д. Фияти.

ОПТИ № 517. Индекс Т-Т-13-5-2. Сдано в набор 12/X — 32 г. Подписано в печать 27/II — 33 г. Тираж 10 000. Формат бумаги 62×94 . Печати. 10 $\frac{1}{2}$ л. Коллич. бумажн. листов $5\frac{1}{4}$. Коллич. печатн. знаков на бумажном листе 114.816 б. Заказ № 1277. Ленгорт № 2885. Выход в свет март 1933 г.

3-я тип. ОПТИ им. Бухарина. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

2 p. 30 H.
T-40a-5-2

-409402

PLS



000000058 078

1933