ГЛАВА III

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

§ 35. Электрический ток в металлах. Законы Ома и Джоуля. Напряжение

1. Согласно данному в § 5 определению, проводники электричества суть тела, отличающиеся тем свойством, что если внутри проводника напряженность электрического поля **E** отлична от нуля, то в проводнике возникает электрический ток, т. е. движение зарядов.

В настоящей книге мы почти исключительно ограничимся рассмотрением лишь одного определенного класса проводников, а именно металлов. Прохождение тока через металлические проводники *не сопровождается химическими процессами* в проводнике [1], тогда как, например, при прохождении тока через раствор электролита происходит электролиз, т. е. выделение ионов электролита на опущенных в раствор электродах.

Объясняется это отличие тем, что в электролитах носителями зарядов являются ионы, т. е. заряженные атомы или группы атомов, тогда как в металлах заряды переносятся «свободными» электронами, отщепившимися от атомов металла.

Не вдаваясь пока в рассмотрение физического механизма прохождения тока через металл, мы начнем с изложения феноменологической теории постоянных токов.

2. Основной закон постоянного тока — *закон Ома*, являющийся обобщением данных *опыта*, формулируется обычно следующим образом:

$$J = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R}, \tag{35.1}$$

где J — сила тока в проводнике, R — сопротивление определенного участка этого проводника, а φ_1 и φ_2 — значения потенциала у начала и конца этого участка (считая по направлению тока). При этом *силой тока*, как известно, называется количество электричества, протекающее через сечение проводника в единицу времени [2], а направление тока условно считается совпадающим

---

[1]) Это относится и к прохождению тока через так называемые полупроводники.

[2]) Определение это однозначно, ибо через любое сечение проводника протекает одинаковое количество электричества (если только ток постоянен и цепь тока не имеет разветвлений, — см. § 37).

с тем направлением, в котором под действием поля должны были бы двигаться *положительные* заряды; другими словами, условно считается, что ток течет от большего потенциала к меньшему ($\varphi_1 > \varphi_2$).

Следовательно, в абсолютной системе единиц размерность силы тока равна

$$[J] = \left[\frac{\text{абс. ед. электричества}}{\text{с}}\right] = \mathrm{M}^{1/2}\cdot\mathrm{L}^{3/2}\cdot\mathrm{T}^{-2}.$$

Абсолютная единица силы тока соответствует переносу через сечение проводника одной абсолютной единицы электричества в одну секунду. В практической же системе единиц количество электричества измеряется в кулонах; соответственно этому сила тока измеряется в амперах. По определению, ток силою в 1 ампер переносит через сечение проводника 1 кулон в секунду:

$$1\text{А} = 1\frac{\text{Кл}}{\text{с}} = 3\cdot 10^9\,\frac{\text{абс. ед. электричества}}{\text{с}} = 3\cdot 10^9\ \text{абс. ед. силы тока.}$$

3. Что же касается сопротивления R, то его размерность, как явствует из (35.1), равна

$$[R] = \left[\frac{\varphi}{J}\right] = \frac{\mathrm{M}^{1/2}\cdot\mathrm{L}^{1/2}\cdot\mathrm{T}^{-1}}{\mathrm{M}^{1/2}\ \ \mathrm{L}^{3/2}\cdot\mathrm{T}^{-2}} = \mathrm{L}^{-1}\mathrm{T};$$

таким образом, размерность сопротивления обратна размерности скорости.

В практических единицах потенциал измеряется в вольтах; соответственно этому сопротивление измеряется в омах. Проводник обладает по определению сопротивлением в 1 ом, если при разности потенциалов на его концах в 1 вольт по нему протекает ток силою в 1 ампер:

$$1\ \text{Ом} = 1\frac{\text{В}}{\text{А}} = \frac{\frac{1}{300}\ \text{абс. ед. потенциала}}{3\cdot 10^9\ \text{абс ед силы тока}} =$$

$$= \frac{1}{9\cdot 10^{11}}\ \text{абс. ед. сопротивления.}$$

4. Разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, входящую в формулу (35.1), согласно (8.2), можно выразить через линейный интеграл напряженности поля $\mathbf{E}$, взятый от начального до конечного сечения рассматриваемого участка проводника:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_s\,ds, \tag{35.2}$$

где ds — элемент длины проводника.

Линейный интеграл напряженности электрического поля между точками *1* и *2* носит название *напряжения*, существующего между этими точками, и будет нами обозначаться через $\mathscr{E}_{12}$:

$$\mathscr{E}_{12} = \int_1^2 E_s\,ds. \tag{35.3}$$

Нужно весьма остерегаться смешивать понятия *напряжения* $\mathscr{E}_{12}$ и *напряженности поля* **E**, тем более, что иногда эти понятия обозначаются одним и тем же термином «напряжение».

Внося (35.2) и (35.3) в (35.1), получаем

$$JR = \int_1^2 E_s\,ds = \mathscr{E}_{12}. \tag{35.4}$$

Эта форма закона Ома в случае постоянного электрического поля равносильна формуле (35.1). Однако она обладает тем преимуществом, что остается применимой и к переменным (квазистационарным) токам, тогда как в поле этих токов, как мы убедимся в гл. VI, понятие электрического потенциала φ, а стало быть, и формула (35.1) оказываются неприменимыми.

5. С прохождением тока, как известно, неразрывно связано *выделение тепла* (нагревание проводников) *в цепи тока*

Количество теплоты Q, выделяемое током в единицу времени в каком-либо участке цепи, может быть определено следующим образом. Если сила тока в проводнике равна J, то за элемент времени dt через каждое сечение проводника протекает $de = J\,dt$ единиц электричества; в частности, сколько единиц электричества проникнет через начальное сечение *1* внутрь рассматриваемого участка проводника, такое же количество электричества выйдет из этого участка через его сечение *2* (рис. 35). Так как распределение зарядов в проводнике остается при этом неизменным (постоянный ток!), то весь процесс эквивалентен непосредственному переносу de единиц электричества от сечения *1* к сечению *2*.

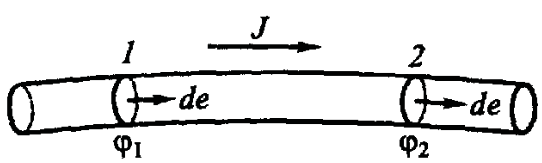

Рис. 35

Совершаемая при этом переносе работа электрических сил равна

$$A = de\int_1^2 E_s\,ds = J\,dt\int_1^2 E_s\,ds = J\,dt\mathscr{E}_{12}, \tag{35.5}$$

где линейный интеграл может быть взят по оси цилиндрического проводника. Согласно закону сохранения энергии, эквивалентное этой работе электрических сил количество энергии должно выделиться в виде иной формы энергии (например, в форме тепла).

Следовательно, выделяемая током энергия равна

$$Q\,dt = J\,dt \int_1^2 E_s\,ds,$$

откуда

$$Q = J \int_1^2 E_s\,ds. \tag{35.6}$$

Воспользовавшись законом Ома (35.4), получим

$$Q = RJ^2. \tag{35.7}$$

Наконец, в том случае, если поле E обладает потенциалом φ, как это имеет место для поля постоянных токов, мы можем, согласно (35.2), записать это уравнение так:

$$Q = J(\varphi_1 - \varphi_2). \tag{35.8}$$

Если проводник неподвижен и если в нем не происходит химических реакций (электролиты!), то это количество энергии Q выделяется током в форме *тепла*. Таким образом, уравнения (35.6) и (35.8) выражают собой известный *закон Джоуля*.

Уже в § 38 мы убедимся, что область приложимости уравнения (35.7) гораздо шире приложимости уравнений (35.6) и (35.8), хотя в пределах нашего теперешнего рассмотрения все эти уравнения вполне эквивалентны друг другу. Мы увидим, что при наличии сторонних электродвижущих сил эквивалентность этих уравнений нарушается и что количество выделяемого тепла определяется именно уравнением (35.7).

6. Величина Q, равная количеству выделяющейся в единицу времени энергии, должна, очевидно, иметь размерность мощности. Действительно:

$$[Q] = [\varphi J] = (\mathrm{M}^{1/2}\mathrm{L}^{1/2}\mathrm{T}^{-1})(\mathrm{M}^{1/2}\mathrm{L}^{3/2}\mathrm{T}^{-2}) = \mathrm{ML}^2\mathrm{T}^{-3} = \frac{\text{работа}}{\text{время}}.$$

Соответственно этому в абсолютной системе единиц Q измеряется в эргах в секунду. В практической же системе единиц Q измеряется в ваттах: 1 ватт есть энергия, выделяемая током силою в 1 ампер при прохождении разности потенциалов в 1 вольт:

$$\begin{aligned} 1\ \text{Вт} &= 1\ \text{вольт} \cdot \text{ампер} = \\ &= \left(\frac{1}{300}\ \text{абс. ед. потенциала}\right)(3 \cdot 10^9\ \text{абс. ед. силы тока}) = \\ &= 10^7\ \text{абс. ед. мощности} = 10^7\,\frac{\text{эрг}}{\text{с}}. \end{aligned}$$

Как известно, в практической системе единиц работа измеряется в джоулях (Дж):

$$1\ \text{Дж} = 10^7\ \text{эрг};$$

поэтому

$$1\ \text{Вт} = 1\,\frac{\text{Дж}}{\text{с}}.$$

Разумеется, выделяемая током энергия Q может быть выражена также и в тепловой мере, т. е. в калориях в секунду.

§ 36. Плотность тока. Дифференциальная форма уравнений Ома и Джоуля

1. Наряду с силой тока весьма важное значение имеет также *плотность тока* j: по определению она равна количеству электричества, протекающему в 1 с *через единицу* перпендикулярного току *сечения* проводника. В однородном цилиндрическом проводнике ток равномерно распределяется по его сечению, так что

$$j = \frac{J}{S}, \tag{36.1}$$

где S — сечение проводника.

Однако в общем случае плотность тока j, вообще говоря, не будет одинаковой по всему сечению проводника, так что под плотностью тока в каждой данной точке проводника нужно будет понимать предел отношения силы тока dJ, протекающей через *перпендикулярный к направлению тока* элемент сечения проводника dS, к этому элементу dS:

$$j = \lim_{dS\to 0}\frac{dJ}{dS},$$

откуда

$$dJ = j\,dS. \tag{36.2}$$

Если, наконец, рассматривать плотность тока как *вектор*, направление которого совпадает с направлением тока в данной точке проводника, то при любом направлении площадки dS будет справедливо соотношение

$$dJ = j_n\,dS$$

или

$$j_n = \frac{dJ}{dS}, \tag{36.3}$$

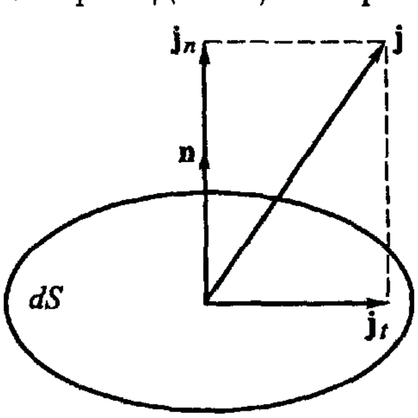

Рис. 36

где j_n — проекция вектора $\mathbf{j}$ на внешнюю нормаль $\mathbf{n}$ к dS, а dJ — сила тока, протекающего через dS. Справедливость этого соотношения явствует из того, что тангенциальная к dS слагающая плотности тока характеризует течение электричества *вдоль* (а не *через*) площадки dS (рис. 36). Из (36.3) следует, в частности, что силе протекающего через площадку dS тока dJ нужно приписывать как положительные, так и отрицательные значения в зависимости от того, протекает ли ток через dS в направлении произвольно выбранной положительной нормали $\mathbf{n}$ к этой площадке или же в обратном ей направлении.

2. Воспользовавшись понятием плотности тока, мы можем выразить основные уравнения электрического тока в *дифференциальной* форме, устанавливающей связь между величинами, относящимися к одной определенной точке проводника, тогда как законы Ома и Джоуля в интегральной форме [(35.1) и (35.7)] связывают величины, относящиеся к различным точкам (φ_1 и φ_2) или к конечным отрезкам (R) проводника.

Обращаясь прежде всего к закону Ома, рассмотрим какой-либо однородный по составу и цилиндрический по форме участок проводника. В этом случае, как известно,

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

где l — длина участка проводника, обладающего сопротивлением R, S — его сечение, а ρ — *удельное сопротивление*, характеризующее вещество проводника. Если вместо удельного сопротивления ρ ввести обратную ему величину — удельную проводимость, или *электропроводность* λ:

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

то

$$R = \frac{l}{S\lambda}. \tag{36.4}$$

Внося это выражение в (35.4), получим

$$\frac{Jl}{S\lambda} = \int_1^2 E_s\,ds,$$

или ввиду (36.1)

$$j = \frac{\lambda}{l}\int_1^2 E_s\,ds.$$

В случае постоянного тока в однородном цилиндрическом проводнике, ввиду тождества физических условий по всей его длине, слагающая поля по оси проводника E_s, очевидно, имеет постоянное значение, так что

$$\int_1^2 E_s\,ds = E_s\int_1^2 ds = E_s l,$$

и, следовательно,

$$j = \lambda E_s.$$

В каждой точке проводника направление тока совпадает с направлением электрического поля [1], обусловливающего движение зарядов. Стало быть, вектор плотности тока должен совпадать по направлению с вектором $\mathbf{E}$, и последнее уравнение может быть записано окончательно в виде

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}. \tag{36.5}$$

Это уравнение, устанавливающее пропорциональность плотности тока в проводнике напряженности поля в нем, представляет собой наиболее общую и простую формулировку закона Ома. Его можно назвать *дифференциальной формой закона Ома* (хотя в него и не входят производные), потому что оно устанавливает связь между величинами, относящимися *к одной определенной точке проводника.*

Хотя при выводе формулы (36.5) мы исходили из рассмотрения однородного цилиндрического проводника, однако в этой дифференциальной форме закон Ома оказывается применим к проводникам любой формы, как однородным, так и неоднородным [см., впрочем, уравнение (38.1)].

Более того, уравнение (36.5) остается справедливым и в переменных электрических полях и, таким образом, является одним из основных уравнений электродинамики.

3. Закон Джоуля (35.7), носящий характер закона интегрального, может быть, подобно закону Ома, преобразован в форму дифференциальную. С этой целью введем вместо Q удельную мощность тока q, т е. количество теплоты, выделяющееся за секунду в *единице объема* проводника: $q = Q/V$, где V — объем участка проводника, в котором выделяется общее количество теплоты Q [2].

Рассмотрим опять однородный цилиндрический проводник сечения S, длины l и объема $V = Sl$. Согласно (35 7) и (36.4)

[1] В частности, если в однородном цилиндрическом проводнике установился постоянный ток, то вектор $\mathbf{E}$ в этом проводнике должен быть направлен по оси проводника и, стало быть, $E_s = E$ и $j = \lambda E$ Действительно, в противном случае перпендикулярная этой оси слагающая напряженности $\mathbf{E}$ вызвала бы появление параллельного ей тока, т. е. перемещение зарядов с одной стороны поверхности проводника на другую Это перераспределение поверхностных зарядов длилось бы до тех пор, пока поле этих зарядов не скомпенсировало бы внутри проводника перпендикулярной к его оси слагающей внешнего поля, т е. до тех пор, пока $\mathbf{E}$ не стало бы параллельным оси проводника.

[2] Если выделение теплоты происходит неравномерно по объему проводника, то, как обычно, значение q в каждой точке проводника определяется соотношением $q = \lim\limits_{V\to 0}(Q/V)$

получим

$$q = \frac{Q}{V} = \frac{RJ^2}{Sl} = \frac{1}{\lambda}\frac{J^2}{S^2},$$

откуда на основании (36.1)

$$q = \frac{1}{\lambda} \jmath^2, \tag{36.6}$$

или на основании (36.5)

$$q = \lambda E^2 = \mathbf{jE}. \tag{36.7}$$

Уравнение (36.6) представляет собой наиболее общую формулировку закона Джоуля, применимую к любым проводникам, вне зависимости от их формы, однородности и т. д., наконец, вне зависимости от того, имеем ли мы дело с постоянным или переменным током. Что же касается уравнения (36.7), то, как мы увидим в § 39, область приложимости его несколько у́же.

§ 37. Условия стационарности токов. Уравнение непрерывности. Нити тока

1. Электрическое поле постоянных токов, как и поле электростатическое, является полем потенциальным в смысле § 7. В частности, вектор напряженности этого поля $\mathbf{E}$ удовлетворяет условию (7.3) и может быть выражен через градиент потенциала:

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi.$$

Действительно, в поле постоянных токов распределение зарядов в пространстве должно оставаться *стационарным*, т. е. неизменным во времени, ибо если бы имело место какое бы то ни было перераспределение зарядов, то напряженность поля неизбежно должна была бы измениться, и ток перестал бы быть постоянным. Но если распределение зарядов стационарно, то поле их должно быть тождественно с электростатическим полем соответственно распределенных *неподвижных* зарядов; то обстоятельство, что в данной точке пространства одни элементы заряда благодаря наличию тока сменяются другими, не может сказываться на напряженности электрического поля, поскольку плотность зарядов в каждой точке пространства остается постоянной[1]. Стало быть, *стационарное поле постоянных токов*, как и поле электростатическое, должно быть *полем потенциальным.*

2. Из стационарности распределения зарядов в поле постоянных токов вытекает, что токи эти необходимо должны быть либо замкнутыми, либо уходить в бесконечность, ибо, в противном

[1]) Это утверждение является, в сущности, одним из основных постулатов теории электрического поля

случае, в месте начала (истоков) и окончания (стоков) тока происходило бы с течением времени накопление и убывание зарядов. По той же причине через различные сечения проводника (если только между этими сечениями нет разветвлений проводника) должен протекать ток одинаковой силы. Наконец, в каждой точке P разветвления цепи тока, в которой соприкасаются между собой два или вообще n проводников, несущих соответственно токи J_i $(i = 1, 2, \ldots, n)$, должен удовлетворяться так называемый *первый закон Кирхгофа*, согласно которому алгебраическая сумма сил токов, притекающих к точке разветвления цепи, должна равняться нулю:

$$\sum_{i=1}^{n} J_i = 0; \tag{37.1}$$

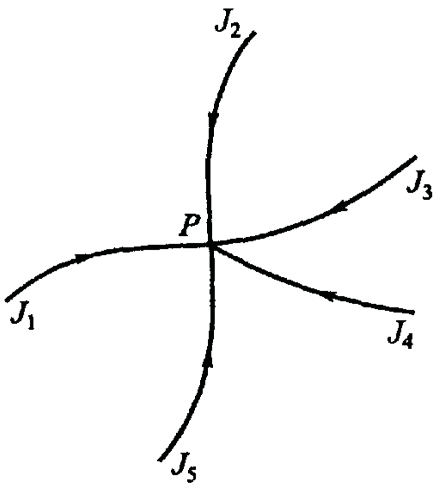

Рис. 37

в противном случае в точке P происходило бы накопление электрических зарядов. При этом для всех проводников, соприкасающихся в точке P, положительное направление тока должно быть, конечно, выбрано одинаковым образом, т. е. совпадающим либо с направлением к точке P, либо с направлением от точки P (рис. 37).

3. Самое общее условие стационарности токов и поля может быть получено следующим образом. Согласно (36.3) интеграл $\oint j_n\, dS$ по произвольной замкнутой поверхности S должен равняться алгебраической сумме сил токов, проходящих через отдельные элементы dS этой поверхности, т. е. должен равняться количеству электричества, выходящего за единицу времени из ограниченного поверхностью S объема V (если $\mathbf{n}$ есть внешняя нормаль к S). С другой стороны, согласно лежащему в основе теории электричества *закону сохранения электричества* [1]), которому

[1]) Часто закон сохранения электричества формулируют в том смысле, что электрические заряды могут лишь перемещаться в пространстве, но не могут ни возникать, ни исчезать. Действительно, кажущееся возникновение электрических зарядов, например при электризации тел трением, сводится лишь к перераспределению в пространстве элементарных зарядов (электронов и ионов), ранее существовавших в этих телах, но располагавшихся в них так, что заряды противоположных знаков взаимно нейтрализовались.

Однако сохранение числа элементарных зарядов имеет место лишь в пределах обычных физических и химических явлений. В области же явлений, относящихся к физике атомных ядер и космических лучей, число элементарных зарядов не сохраняется. Так, например, возможно образование пары зарядов — электрона и позитрона — за счет энергии гамма-лучей. Поэтому закон сохранения электричества надо понимать в смысле *сохранения алгебраической суммы электрических зарядов*, а не сохранения суммы зарядов каждого знака порознь.

личество электричества, вышедшего за 1 с за пределы объема V, должно равняться $-\partial e/\partial t$, т. е. убыли за тот же промежуток времени заряда e, находящегося внутри этого объема [1]. Таким образом, мы приходим к равенству

$$\oint j_n\, dS = -\frac{\partial e}{\partial t}. \tag{37.2}$$

Это весьма важное уравнение, по установившейся терминологии, носит название *уравнения непрерывности* и является математическим выражением постулата *сохранения количества электричества*. К этому уравнению нам еще придется вернуться в дальнейшем. В интересующем же нас здесь случае постоянных токов распределение зарядов стационарно, т. е. $\partial e/\partial t = 0$, так что уравнение непрерывности принимает вид

$$\oint j_n\, dS = 0. \tag{37.3}$$

4. Если внутри объема V, ограниченного поверхностью S, нет поверхностей разрыва вектора $\mathbf{j}$ (подобные разрывы, вообще говоря, могут иметь место лишь на поверхностях соприкосновения двух различных сред), то (37.3) можно преобразовать с помощью теоремы Гаусса (17*):

$$\oint j_n\, dS = \int \operatorname{div}\mathbf{j}\, dV = 0.$$

Ввиду произвольности объема интегрирования V отсюда следует, что

$$\operatorname{div}\mathbf{j} = 0. \tag{37.4}$$

Это уравнение является наиболее общим выражением того факта, что постоянный ток не имеет истоков, т. е. что *линии тока* всегда замкнуты либо уходят в бесконечность (ср. сказанное о силовых линиях электрического поля в § 10) [2]. При этом под линиями тока нужно, очевидно, понимать линии вектора $\mathbf{j}$, т. е. линии, касательные к которым совпадают с направлением вектора $\mathbf{j}$ в точке касания.

На поверхности соприкосновения двух различных сред вектор плотности тока может испытывать разрыв непрерывности.

---

[1] Знак *частной* производной должен означать, что при дифференцировании по времени поверхность S и объем V считаются неподвижными.

[2] Согласно § 10, для линий, не имеющих истоков, мыслима еще третья возможность: они могут заполнять собой конечные участки пространства. Однако при отсутствии сторонних ЭДС (см. § 38) линии тока, согласно (36.5), совпадают с силовыми линиями стационарного электрического поля, для которых эта возможность, согласно § 10, исключена. Остается лишь оговорить, что линии тока могут начинаться и кончаться в точках неопределенности поля, где $\mathbf{E} = \mathbf{j} = 0$ (см. примечание на с. 55, § 10).

Однако нормальная к поверхности слагающая этого вектора $\mathbf{j}$ должна быть одинаковой по обеим сторонам поверхности разрыва, ибо в противном случае количество электричества, притекающее к одной стороне этой поверхности, не было бы равно количеству электричества, вытекающему с другой ее стороны. Следовательно,

$$j_{1n} = j_{2n}, \tag{37.5}$$

где $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$ — плотности тока в первой и второй средах, а $\mathbf{n}$ — нормаль к поверхности их соприкосновения. Если проводник граничит с непроводящей средой, то в ней $\mathbf{j} = 0$, и, следовательно, нормальная к поверхности слагающая плотности тока в проводнике также должна равняться нулю:

$$j_n = 0. \tag{37.6}$$

5. Благодаря замкнутости постоянных токов их можно разложить на совокупность бесконечно тонких замкнутых (или уходящих в бесконечность) *нитей тока*. С этой целью выберем произвольную площадку dS внутри проводника и проведем через все точки контура этой площадки линии тока. Образованная совокупностью этих линий цилиндрическая поверхность и выделит из объема проводника так называемую нить тока. Так как через боковую поверхность такой нити электричество, очевидно, не протекает, то сила тока dJ во всех сечениях dS каждой нити должна быть постоянной, т. е.

$$dJ = j\,dS = \text{const},$$

где под dS надо понимать перпендикулярное к $\mathbf{j}$ сечение нити тока. Так как, далее, линии тока, а стало быть, и поверхности нитей тока пересекаться нигде не могут (ибо в каждой точке пространства, в которой $\mathbf{j} \neq 0$, направление линии тока *однозначно* определяется направлением вектора $\mathbf{j}$), то каждая нить тока должна замыкаться сама на себя (т. е. быть замкнутой) либо идти из бесконечности в бесконечность (см. примечание к с. 56).

6. В случае постоянных токов, как и в электростатике, макроскопическая плотность (свободных) зарядов внутри *однородных* проводников равна нулю, ибо при $\lambda = \text{const}$ из (37.4) следует:

$$\operatorname{div}\mathbf{j} = \operatorname{div}\lambda\mathbf{E} = \lambda\operatorname{div}\mathbf{E} = 0, \quad \text{т. е.} \quad \frac{1}{4\pi}\operatorname{div}\mathbf{E} = \rho = 0. \tag{37.7}$$

Задача 21. Пространство между обкладками шарового конденсатора (радиусы R_1 и R_2) заполнено проводящей средой удельной электропроводности λ. Найти силу тока, проходящего через конденсатор, если его обкладки поддерживаются при постоянной разности потенциалов $\varphi_2 - \varphi_1$, и показать, что сопротивление находящегося между обкладками шарового слоя равно

$$R = \frac{1}{4\pi\lambda}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right).$$

З а д а ч а 22. Показать, что на поверхности раздела двух проводников линии тока испытывают преломление, причем

$$\frac{\operatorname{tg}\beta_1}{\operatorname{tg}\beta_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2},$$

где β_1 — угол между линией тока в первой среде и нормалью к поверхности раздела, λ_1 — электропроводность первой среды, а β_2 и λ_2 — соответствующие величины для второй среды (ср. задачу 16, § 22).

З а д а ч а 23. Показать, что нормальная слагающая электрической индукции у поверхности проводника определяется уравнением

$$D_n = 4\pi\sigma$$

также и в том случае, если по проводнику протекает постоянный ток, но что векторное уравнение (22 10) в этом случае перестает быть справедливым.

§ 38. Сторонние электродвижущие силы. Квазилинейные токи. Второй закон Кирхгофа

1. Существеннейшее отличие стационарного поля постоянных токов от поля электростатического заключается в том, что для поддержания первого необходима непрерывная затрата энергии, тогда как в электростатическом поле никаких превращений энергии не происходит. Действительно, как мы видели, электрический ток, т. е. перенос электричества по проводникам под воздействием сил электрического поля, сопровождается работой этих сил, причем эквивалентное этой работе количество энергии выделяется в форме так называемого джоулева тепла. Ввиду стационарности поля постоянных токов вся энергия, выделяющаяся в цепи тока, должна непрерывно возмещаться за счет других видов энергии — механической (динамо-машины), химической (гальванические элементы, аккумуляторы), тепловой (термоэлементы) и т. д. Иными словами, для поддержания постоянного тока необходимо, чтобы в известных участках цепи тока действовали *электродвижущие силы неэлектростатического происхождения* (индукционные, контактные на поверхностях соприкосновения различных проводников, термоэлектрические и т. д.); их работой и компенсируется затрата электрической энергии, выделяющейся в форме джоулева тепла.

Если бы все действующие в цепи ЭДС сводились к силам электростатического поля, т. е. к силам кулоновым, то под воздействием этих сил положительные заряды проводников стекались бы из мест большего потенциала к потенциалам меньшим, отрицательные же двигались бы в обратном направлении, что вело бы к выравниванию потенциалов. В результате все соединенные между собой проводники приобрели бы одинаковый потенциал, и ток прекратился бы. Иными словами, при наличии одних лишь кулоновых сил *стационарное* поле должно быть полем *статическим*. Таким образом, мы приходим к выводу, в известном отношении напоминающему теорему Ирншоу: как и в § 19, нам приходится ввести в рассмотрение силы неэлектростатического происхождения, действующие на электрические заряды. Разница лишь в том, что в § 19 введение подобных сил вызывалось необходимостью учесть возможность *устойчивого равновесия* системы электрических зарядов, теперь же нас вынуждает к этому факт существования *постоянных* токов.

Итак, мы должны допустить, что, помимо электрических сил стационарного электрического поля, на электрические заряды в проводниках может действовать еще некоторое поле сил неэлектростатического происхождения. Для краткости мы будем называть эти силы *сторонними* (электростатическому полю) и будем обозначать напряженность поля сторонних сил через $\mathbf{E}^{\text{стр}}$.

К сторонним силам в *этой главе* мы причисляем все ЭДС неэлектростатического происхождения. Весьма важный класс этих сил будет сведен в гл. VI к силам переменного электромагнитного поля (*индукционным*), после чего мы уже не будем применять к силам этого класса термин «сторонние». Помимо них существуют, однако, и силы *«сторонние» в собственном смысле слова, обусловленные химической и физической неоднородностью проводников.* Таковы силы, возникающие при соприкосновении проводников различного химического состава (гальванический элемент, аккумулятор) или различной температуры (термоэлемент), при наличии градиента концентрации в растворе электролита (концентрационный гальванический элемент) и т. д. Конечно, перед электронной теорией материи стоит задача выяснить механизм возникновения всех «сторонних» ЭДС и свести их к взаимодействию электрических зарядов, входящих в состав атомов неоднородных проводников. Задача эта, однако, выходит за рамки этой книги.

2. Если под действием электростатического поля $\mathbf{E}$ в проводнике возникает, согласно (36.5), ток плотности

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E},$$

то под совокупным действием поля $\mathbf{E}$ и поля сторонних сил $\mathbf{E}^{\text{стр}}$ должен, очевидно, возникать ток плотности

$$j = \lambda(\mathbf{E} + \mathbf{E}^{\text{стр}}). \tag{38.1}$$

Это выражение представляет собою дифференциальную форму *обобщенного закона Ома* (для случая наличия сторонних ЭДС), из которого нетрудно получить и интегральную форму этого закона. При этом в настоящем параграфе нам достаточно будет ограничиться рассмотрением *квазилинейных токов.*

3. Квазилинейными (не смешивать с линейными, о которых будет идти речь в следующей главе) токами мы будем называть токи, удовлетворяющие следующим условиям. в каждом участке несущего ток проводника можно определить направление его *оси* так, чтобы во всех точках любого перпендикулярного оси сечения проводника все физические величины ($\mathbf{j}$, φ, λ, $\mathbf{E}$, $\mathbf{E}^{\text{стр}}$ и т. д.) можно было с достаточной точностью считать постоянными и чтобы вектор плотности тока $\mathbf{j}$ был параллелен (или антипараллелен) этой оси. Такие токи мы называем квазилинейными потому, что в ряде случаев рассмотрение несущего ток проводника может быть заменено рассмотрением его оси, которую мы будем называть *контуром тока*.

4. Рассмотрим произвольный участок квазилинейного тока, заключенный между сечениями *1* и *2*, и предположим сначала, что в этом участке нет разветвлений цепи тока. Пусть перпендикулярное оси сечение проводника равно S, причем, вообще говоря, S может быть переменным по длине проводника. Разделив уравнение (38.1) на λ, умножая, далее, это уравнение скалярно на элемент оси проводника $d\mathbf{s}$, *взятый по направлению тока* $\mathbf{j}$, и интегрируя от сечения *1* до сечения *2*, получим (ввиду того, что $\mathbf{j}\,d\mathbf{s} = j\,ds$):

$$\int_1^2 \frac{j\,ds}{\lambda} = \int_1^2 E_s\,ds + \int_1^2 E_s^{\text{стр}}\,ds.$$

Заменим в первом интеграле j на J/S и вынесем J как величину постоянную за знак интеграла. Далее, интеграл

$$\int_1^2 \frac{ds}{S\lambda} = R_{12}$$

есть не что иное, как сопротивление участка проводника, лежащего между сечениями *1* и *2*, ибо подынтегральное выражение равно сопротивлению элемента длины проводника; в частности, для однородного проводника постоянного сечения R_{12} совпадает с (36.4). Стало быть, окончательно:

$$JR_{12} = \int_1^2 E_s\,ds + \int_1^2 E_s^{\text{стр}}\,ds, \qquad (38.2)$$

что представляет собой наиболее общую интегральную форму *обобщенного закона Ома.*

Напряжение сторонних ЭДС между точками *1* и *2* [ср. (35.3)]

$$\mathscr{E}_{12}^{\text{стр}} = \int_1^2 E_s^{\text{стр}}\,ds \qquad (38.3)$$

часто называется просто *электродвижущей силой*, приложенной между этими точками, и сокращенно обозначается через ЭДС. Внеся (35.3) и (38.3) в (38.2), получим

$$JR_{12} = \mathscr{E}_{12} + \mathscr{E}_{12}^{\text{стр}}. \qquad (38.4)$$

Стало быть, произведение силы тока на сопротивление произвольного участка проводника равно сумме напряжения и сторонней ЭДС, приложенных к этому участку.

Если электрическое поле $\mathbf{E}$ обладает потенциалом φ, как это имеет место в стационарном поле постоянных токов, то, согласно (35.2), последнее уравнение может быть записано так:

$$JR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathscr{E}_{12}^{\text{стр}}. \qquad (38.2)$$

Частным случаем этого уравнения при отсутствии сторонних ЭДС является наше исходное выражение (35.1) необобщенного закона Ома.

5. Если замкнутый квазилинейный ток лишен разветвлений, то, выполняя в уравнении (38.2) интегрирование по всей длине этого тока, получим

$$JR = \oint E_s\, ds + \oint E_s^{\text{стр}}\, ds, \qquad (38.6)$$

где R — полное сопротивление замкнутого проводника. Если $\mathbf{E}$ обладает потенциалом, то, согласно (7.3), первый интеграл обращается в нуль, так что для постоянного тока (38.6) принимает вид

$$JR = \oint E_s^{\text{стр}}\, ds = \mathscr{E}^{\text{стр}}, \qquad (38.7)$$

где $\mathscr{E}^{\text{стр}}$ — полная ЭДС в цепи тока. Стало быть, сила неразветвленного постоянного тока равна частному от деления полной сторонней ЭДС в его цепи на сопротивление этой цепи. Таким образом, при отсутствии сторонних ЭДС сила постоянного тока должна равняться нулю, как это уже отмечалось в начале параграфа.

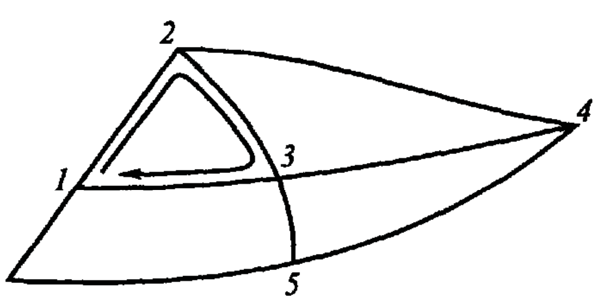

Рис. 38

Рассмотрим, наконец, произвольную цепь квазилинейных токов с произвольным числом разветвлений (рис. 38) и составим из отдельных участков этой цепи какой-либо произвольный замкнутый контур L, например контур *1 2 3 1*. Пусть J_{ik} (i, $k = 1, 2, 3$) есть ток в отрезке ik, причем величину J_{ik} мы будем считать положительной, если ток идет от точки i к точке k, и отрицательной в противоположном случае. Составляя для каждого участка цепи уравнение типа (38.5) и суммируя, получим

$$\sum J_{ik}R_{ik} = \sum(\varphi_i - \varphi_k) + \sum \mathscr{E}_{ik}^{\text{стр}}.$$

Приняв во внимание, что

$$\sum(\varphi_i - \varphi_k) = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + (\varphi_3 - \varphi_1) = 0,$$

получим

$$\sum J_{ik}R_{ik} = \sum \mathscr{E}_{ik}^{\text{стр}}. \tag{38.8}$$

Итак, в любом замкнутом контуре токов алгебраическая сумма произведений типа $J_{ik}R_{ik}$ равна сумме сторонних ЭДС, приложенных к этому контуру. Это положение носит название *второго закона Кирхгофа*. Очевидно, что (38.7) есть частный случай применения этого закона к неразветвленной цепи тока.

6. Заметим в заключение, что существование сторонних ЭДС должно быть, конечно, учтено и в электростатике. Так, например, в химически или физически неоднородном проводнике условие электростатического равновесия сводится не к равенству нулю напряженности $\mathbf{E}$ электрического поля внутри проводника, а к равенству

$$\mathbf{E} + \mathbf{E}^{\text{стр}} = 0 \quad \text{или} \quad \mathbf{E} = -\mathbf{E}^{\text{стр}}, \tag{38.9}$$

ибо лишь при этом условии тока в проводнике не будет [ср. (38.1)].

Задача 24. A, B и C суть три последовательные станции на линии телеграфа (рис. 39). Телеграфист в A знает, что между A и B произошло нарушение изоляции линии (что равносильно

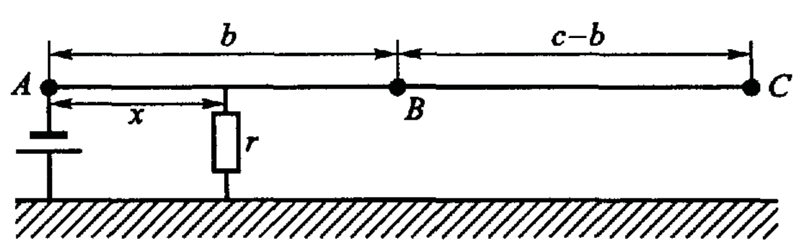

Рис. 39

ее заземлению). Включая батарею между землей и своим концом линии, он измеряет возникающую при этом в линии силу тока при трех различных условиях: 1) линия заземлена на станции C и изолирована в B (ток J); 2) линия заземлена в B и изолирована в C (ток J'); 3) линия изолирована и в B и в C (ток J''). Определить расстояние точки повреждения линии от A. Предполагается, что сопротивлением земли, а также сопротивлением заземления *на станциях* можно пренебречь.

§ 39. Превращения энергии в цепи тока. Контактные ЭДС

1. Умножая (38.2) на силу тока в цепи J и перегруппировав члены, получаем

$$J\int_1^2 E_s\,ds = J^2R_{12} - J\int_1^2 E_s^{\text{стр}}\,ds. \tag{39.1}$$

Левая часть этого уравнения, согласно (35.5), равна работе, совершаемой силами электрического поля в единицу времени в участке цепи *1*, *2*. Эта работа оказывается равной разности двух членов, причем первый из них

$$Q = J^2R_{12} \tag{39.2}$$

квадратичен относительно силы тока J, поэтому не зависит от направления тока и всегда положителен; второй же член

$$P = J\int_1^2 E_s^{\text{стр}}\,ds \tag{39.3}$$

линеен относительно J и меняет знак при изменении направления тока. Первый член Q совпадает с выражением (35.7) для джоулева тепла, полученным нами в § 35 в предположении об отсутствии в проводнике сторонних ЭДС.

И при наличии сторонних ЭДС квадратичная относительно J величина Q выражает выделяемое током тепло, а именно, так называемое джоулево тепло; линейный же относительно J член P представляет собой, очевидно, работу, совершаемую в единицу времени сторонними ЭДС. Таким образом, формула (39.1) означает, что джоулево тепло Q, выделяемое током в участке цепи *1*, *2*, равно сумме совершаемых в этом участке цепи работы сил электрического поля $J\int_1^2 E_s\,ds$ и работы сторонних ЭДС.

Однако общее количество теплоты, выделяемое током в данном участке цепи, отнюдь не всегда совпадает с соответственным джоулевым теплом Q. Так, например, в месте контакта двух различных проводников, помимо джоулева тепла, зависящего только от силы тока и сопротивления проводников, выделяется также так называемое *тепло Пельтье*, зависящее от сторонних ЭДС, определяемых в свою очередь химической природой проводников, их температурой и т. д. Подобно этому, при наличии в проводнике градиента температуры в нем выделяется, помимо джоулева тепла, и так называемая *теплота Томсона*. Однако в отличие от джоулева тепла теплоты Пельтье и Томсона являются *линейными* функциями тока J и изменяют знак при изменении направления тока[1]. Поэтому теплоту Джоуля Q всегда можно выделить из общего количества выделяемой током теплоты: теплота Джоуля равна полусумме теплот, выделяемых током заданной силы J при двух взаимно противоположных направлениях тока.

Впрочем, в обычных условиях (при не очень малых силах токов) теплоты Пельтье и Томсона составляют лишь незначительную долю теплоты Джоуля, так что их можно вовсе не учитывать.

2. Итак, выражения (35.7) или (39.2) для теплоты Джоуля остаются справедливыми и при наличии сторонних ЭДС, формулы же (35.6) и (35.8) выражают работу, совершаемую при прохождении тока силами электрического поля, которая равна теплоте Джоуля лишь в отсутствие сторонних ЭДС. Так, например, из (38.2) и (35.2) следует, что при наличии сторонних ЭДС выражение (35.8) для теплоты Джоуля должно быть заменено следующим:

$$Q = J(\varphi_1 - \varphi_2) + J\mathscr{E}_{12}^{\text{стр}}. \tag{39.4}$$

Выражение (36.6) для *удельного* количества теплоты Джоуля (т. е. теплоты Джоуля, выделяющейся в единицу времени в единицу объема проводника)

$$q = \frac{1}{\lambda} j^2 \tag{39.5}$$

было получено нами из уравнения (35.7), совпадающего с (39.2); поэтому (39.5) остается справедливым и при наличии сторонних сил. Вместо (36.7) мы из (39.5) и (38.1) получаем

$$q = \lambda(\mathbf{E} + \mathbf{E}^{\text{стр}})^2 = \mathbf{j}(\mathbf{E} + \mathbf{E}^{\text{стр}}), \tag{39.6}$$

что выражает собой тот факт, что джоулево тепло, выделяемое током в каждом элементе объема проводника, равно *сумме* работ сил электрического поля и сил, сторонних в этом элементе объема.

Как указывалось в начале § 38, общая работа кулоновых сил стационарного поля постоянных токов должна равняться нулю, ибо, в противном случае, энергия этого поля уменьшалась бы и оно не могло бы быть стационарным. Стало быть, *общее* количество джоулева тепла, выделяющегося во всей цепи тока, должно равняться работе сторонних ЭДС. И, действительно, применяя (39.1) ко всей длине неразветвленного замкнутого проводника и приняв во внимание, что в поле постоянных токов $\mathbf{E}$ обладает

[1]) Отрицательный знак, например, теплоты Пельтье означает, что соответствующее количество теплоты п о г л о щ а е т с я, а не выделяется при прохождении тока через контакт двух проводников

потенциалом, получим на основании (38.7):

$$Q = J\mathscr{E}^{\text{стр}}, \tag{39.7}$$

что *является математической* формулировкой высказанного только что положения.

3. Чтобы получить представление о превращениях энергии в цепи тока, предположим, что все сторонние ЭДС сосредоточены в одном из участков a этой цепи[1]. Стало быть, работа этих ЭДС будет совершаться лишь в этом участке a, тогда как выделение тепла будет происходить во всех участках цепи. Так как общее количество выделяемой теплоты[2] равно работе ЭДС, сосредоточенных по условию в участке a, то с энергетической точки зрения роль электрического тока сводится к переносу отдаваемой сторонними силами энергии в отдаленные участки цепи.

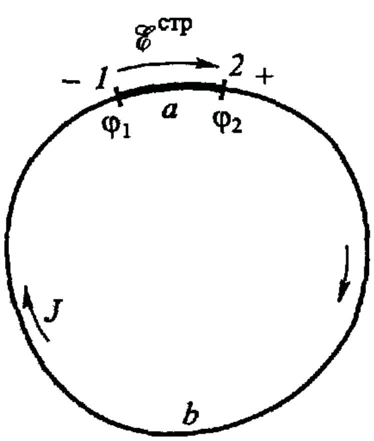

Рис. 40

Пусть, например, мы имеем дело с неразветвленным замкнутым квазилинейным проводником, *границами* участков a и b которого являются точки *1* и *2* (рис. 40), и пусть сосредоточенная в участке a ЭДС $\mathscr{E}^{\text{стр}}$ направлена от *1* к *2*:

$$\mathscr{E}^{\text{стр}} = \oint E_s^{\text{стр}}\, ds = \int_1^2 E_s^{\text{стр}}\, ds = \mathscr{E}_a^{\text{стр}} > 0,$$

так что, согласно (38.5),

$$JR_a = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathscr{E}_a^{\text{стр}} = \mathscr{E}_a^{\text{стр}} - (\varphi_2 - \varphi_1),$$

где R_a есть сопротивление участка a. Так как, с другой стороны, согласно (38.7),

$$JR = J(R_a + R_b) = \mathscr{E}^{\text{стр}} = \mathscr{E}_a^{\text{стр}},$$

то

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \mathscr{E}_a^{\text{стр}} - JR_a = JR_b = \frac{\mathscr{E}_a^{\text{стр}} R_b}{R_a + R_b} > 0\,^{3)}.$$

Во «внешнем» участке b действуют лишь кулоновы силы электрического поля, так что положительные заряды будут стекать

[1] Можно представить себе, например, что в этот участок цепи включен аккумулятор или динамо постоянного тока.

[2] Для простоты мы в дальнейшем будем говорить лишь о теплоте Джоуля, пренебрегая теплотами Пельтье и Томсона.

[3] Таким образом, разность потенциалов на концах участка цепи, к которому приложена сторонняя ЭДС, вообще говоря, *меньше* этой силы и может считаться *равной ей лишь в том случае, если* сопротивление R_a этого участка исчезающе мало по сравнению с «внешним» сопротивлением R_b. Точное же равенство величин $\varphi_2 - \varphi_1$ и $\mathscr{E}_a^{\text{стр}}$ осуществляется в том случае, если цепь разомкнута ($R_b = \infty$).

по b от большего потенциала φ_2 к меньшему потенциалу φ_1. Это должно было бы повести к выравниванию потенциалов и прекращению тока, если бы на участке a не действовали сторонние ЭДС, которые гонят положительные заряды по участку a от *1* к *2*, т. е. от меньшего потенциала к большему, против действующих в этом участке кулоновых сил электростатического поля. Так как, согласно последнему уравнению, $\mathscr{E}_a^{\text{стр}} > \varphi_2 - \varphi_1$, то заряды эти действительно будут двигаться по a «против» разности потенциалов $\varphi_2 - \varphi_1$ и по направлению ЭДС.

Итак, ЭДС непрерывно «нагнетает» заряды по a от *1* к *2*, откуда они опять стекают по b к *1* и т. д. Работа кулоновых сил электрического поля в участке a будет отрицательной, в участке b положительной, в сумме же равна нулю (как при всяком движении зарядов в потенциальном поле по замкнутому пути). Работа же сторонних ЭДС (положительная) будет совершаться лишь на участке a. При этом в участке a будет выделяться количество теплоты, эквивалентное алгебраической сумме положительной работы ЭДС и отрицательной работы сил поля; избыток же работы ЭДС над количеством этой теплоты будет выделяться током в участке b.

4. Рассмотрим, наконец, случай, когда в цепи тока имеется не один, а два участка a и a', в которых приложены сторонние ЭДС $\mathscr{E}_a^{\text{стр}}$ и $\mathscr{E}_{a'}^{\text{стр}}$, направленные противоположно друг другу. Если $\mathscr{E}_a^{\text{стр}} > \mathscr{E}_{a'}^{\text{стр}}$, то ток будет направлен так, как указано на рис. 41. В участке a направление тока будет совпадать с направлением ЭДС $\mathscr{E}_a^{\text{стр}}$, которая будет, следовательно, совершать *положительную работу* $J\mathscr{E}_a^{\text{стр}}$, тогда как ЭДС $\mathscr{E}_{a'}^{\text{стр}}$ будет совершать *отрицательную* работу $-J\mathscr{E}_{a'}^{\text{стр}}$; наконец, в цепи тока будет выделяться

$$Q = J^2R = J(\mathscr{E}_a^{\text{стр}} - \mathscr{E}_{a'}^{\text{стр}})$$

единиц теплоты в единицу времени. Таким образом, работа ЭДС в участке a будет идти, во-первых, на выделение теплоты и, во-вторых, на преодоление сопротивления, оказываемого току ЭДС $\mathscr{E}_{a'}^{\text{стр}}$, в участке a'; в нем, таким образом, ток будет совершать положительную работу $J\mathscr{E}_{a'}^{\text{стр}}$. Другими словами, в цепи будет происходить перенос энергии от a к a' с потерями Q на тепло. Так будет обстоять дело, например, в том случае, если в a будет включен динамо- или гальванический элемент, а в a' — электромотор (вращение которого сопровождается появлением ЭДС индукции, направленных против тока, — см. гл. VI) или заряжаемый током аккумулятор.

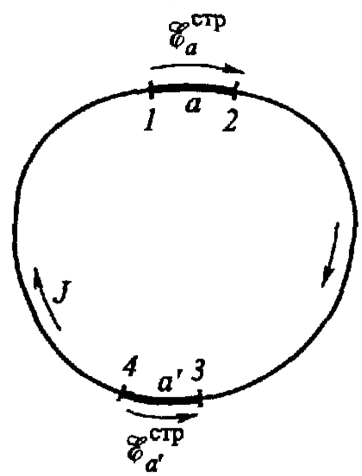

Рис. 41

5. Закончим несколькими замечаниями общего характера о так называемых *контактных* ЭДС. Эти «сторонние» ЭДС возникают в пограничном слое между соприкасающимися проводниками различного химического состава; величина их зависит от химической природы соприкасающихся проводников (а также и других физических условий, например температуры), но не от формы и размера проводников. Толщина слоя, в котором действуют эти контактные ЭДС, столь мала, что с достаточной степенью точности можно считать их сосредоточенными *на поверхности* соприкосновения проводников. Полагая, что сопротивление R_{12}, испытываемое током при прохождении через бесконечно тонкую поверхность соприкосновения проводников *1* и *2*, равно нулю, получим из (38.5) для двух смежных точек, лежащих по разным сторонам поверхности соприкосновения:

$$\mathscr{E}_{12}^{\text{стр}} = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Стало быть, контактная ЭДС поддерживает между проводниками *1* и *2* равную ей контактную разность (или скачок) потенциалов $\varphi_2 - \varphi_1$ [1]).

Если из нескольких последовательно соединенных проводников (*1*, *2*, *3* и т. д.) различной химической природы составить замкнутую цепь, то на каждой поверхности их соприкосновения (*1*, *2*), (*2*, *3*) и т. д. будут действовать контактные ЭДС $\mathscr{E}_{12}^{\text{стр}}$, $\mathscr{E}_{23}^{\text{стр}}$ и т. д. Сила тока в цепи, согласно второму закону Кирхгофа (38.8), будет определяться суммой этих ЭДС.

Как известно, все проводники могут быть подразделены на два класса. Проводники первого класса, к которым относятся все металлы, обладают тем свойством, что в любой цепи, составленной только из этих проводников, алгебраическая сумма контактных ЭДС всегда равна нулю, если только все участки цепи находятся при одинаковой температуре [2]).

Стало быть, ток в подобной замкнутой цепи при отсутствии ЭДС иного происхождения (например, термоэлектрических) возникнуть не может. Из этого следует, в частности, что контактные ЭДС между любыми тремя проводниками первого класса связаны соотношением

$$\mathscr{E}_{13}^{\text{стр}} = \mathscr{E}_{12}^{\text{стр}} + \mathscr{E}_{23}^{\text{стр}},$$

---

[1]) Как указал Гельмгольц, этот скачок потенциала обусловливается существованием на границе раздела проводников двойного электрического слоя (см. § 14). Однако само существование двойного слоя предполагает наличие сторонних сил, при отсутствии которых двойной слой существовать не может: противоположные заряды его должны соединиться и взаимно нейтрализоваться.

[2]) В противном случае возникают термоэлектрические ЭДС, сумма которых, вообще говоря, отлична от нуля.

ибо, образовав из этих проводников замкнутую цепь, мы должны получить $\mathscr{E}_{12}^{\text{стр}} + \mathscr{E}_{23}^{\text{стр}} + \mathscr{E}_{31}^{\text{стр}} = 0$, а $\mathscr{E}_{13}^{\text{стр}}$, очевидно, равно $-\mathscr{E}_{31}^{\text{стр}}$.

Эти соотношения дают право при изучении токов в цепи металлических проводников не принимать во внимание контактные ЭДС между ними.

Если же, однако, в цепь входят проводники второго класса, к которым в первую очередь относятся электролиты, то сумма контактных ЭДС, вообще говоря, будет отлична от нуля, и в цепи возникнет ток. На этом свойстве проводника второго рода основано устройство гальванических элементов и аккумуляторов, которые представляют собою совокупность последовательно соединенных проводников первого и второго рода.

С энергетической точки зрения это различие проводников первого и второго рода сводится к тому, что при прохождении тока через цепь проводников первого рода общая работа контактных ЭДС равна нулю, тогда как при наличии в цепи проводников второго рода работа эта, вообще говоря, отлична от нуля. Эта работа контактных ЭДС совершается за счет *химической* энергии проводников второго рода, прохождение тока по которым *всегда* сопровождается химическими реакциями в них.

Так, например, обыкновенный свинцовый аккумулятор состоит из двух погруженных в раствор серной кислоты свинцовых пластин, одна из которых покрыта слоем перекиси свинца PbO_2. При замыкании цепи, в которую включен аккумулятор, контактные ЭДС вызывают электрический ток, при прохождении которого вещество пластин Pb и PbO_2 вступает в химическую реакцию с H_2SO_4, в результате чего на обеих пластинах появлется $PbSO_4$. Эта реакция связана с выделением химической энергии, которая в обычных условиях опыта полностью выделяется в форме тепла, тогда как в аккумуляторе часть ее затрачивается на поддержание тока в цепи. Правда, в конечном счете и эта часть химической энергии переходит в джоулево тепло, которое, однако, выделяется не только в самом аккумуляторе, но и в других участках цепи тока. Обратно, при зарядке аккумулятора через него пропускается ток внешнего источника в направлении, *обратном* ЭДС аккумулятора. Таким образом, ток этот совершает в аккумуляторе положительную работу, которая, помимо нагревания, затрачивается частью на обратную химическую реакцию:

$$2PbSO_4 + 2H_2O \to PbO_2 + Pb + 2H_2SO_4,$$

сопровождающуюся *поглощением* энергии и приводящую аккумулятор в «заряженное» состояние.

Как уже упоминалось в начале этой главы, тот факт, что прохождение тока через электролиты сопровождается химическими реакциями, обусловливается тем, что перенос тока в них осуществляется движением ионов, т. е. заряженных атомов или групп атомов, тогда как носителями тока в металлах служат не ионы, а «свободные» электроны.