

ГЛАВА II

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

* *

§ 40. Плотность тока. Закон сохранения электрического заряда

1. Электрический ток есть *упорядоченное движение электрических зарядов*. Эти заряды в учении о токах называются *носителями тока*. В металлах и полупроводниках носителями тока являются *электроны*, в электролитах и ионизованных газах — *положительные и отрицательные ионы*.

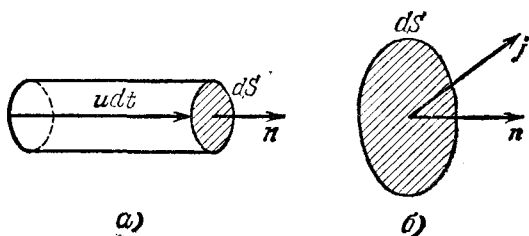


Рис. 107.

Рассмотрим сначала простейший случай, когда все носители тока одинаковы (например, электроны в металлах). Выделим мысленно в среде, по которой течет ток, произвольный физически бесконечно малый объем и обозначим через u средний вектор скорости рассматриваемых носителей в этом объеме. Его называют *средней, дрейфовой* или *упорядоченной* скоростью движения носителей тока. Обозначим, далее, через n *концентрацию носителей тока*, т. е. число их в единице объема. Проведем бесконечно малую площадку dS , перпендикулярную к скорости u . Построим на ней бесконечно короткий прямой цилиндр с высотой $u dt$, как указано на рис. 107, а. Все частицы, заключенные внутри этого цилиндра, за время dt пройдут через площадку dS , перенеся через нее в направлении скорости u электрический заряд $dq = neu dS dt$, где e — заряд отдельной частицы. Таким образом, через единицу площади за единицу времени переносится электрический заряд $j = neu$. Вектор

$$j = neu \quad (40.1)$$

называется *плотностью электрического тока*. По величине плотность тока \mathbf{j} есть заряд, переносимый в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к току. Направление же вектора \mathbf{j} совпадает с направлением упорядоченного течения положительного электричества.

Обобщение приведенных рассуждений на случай нескольких типов зарядов, создающих ток, не представляет труда. В этом случае плотность тока определяется выражением

$$\mathbf{j} = \sum_i n_i e_i \mathbf{u}_i, \quad (40.2)$$

где суммирование ведется по всем типам носителей тока (n_i , e_i , \mathbf{u}_i означают концентрацию, заряд и упорядоченную скорость i -го носителя).

Установим произвольно положительное направление нормали к площадке dS и проведем в этом направлении единичный вектор \mathbf{n} . Если частицы положительные, то переносимый заряд в направлении нормали \mathbf{n} будет положительным или отрицательным в зависимости от того, движутся ли частицы в направлении вектора \mathbf{n} или в противоположном направлении. Для отрицательных частиц соотношение будет обратным. Вообще, количество переносимого электричества можно записать в виде

$$dq = (\mathbf{j}\mathbf{n}) dS = j_n dS. \quad (40.3)$$

Последняя формула остается верной и в том случае, когда площадка dS не перпендикулярна к вектору \mathbf{j} (рис. 107, б). Чтобы убедиться в этом, достаточно заметить, что составляющая вектора \mathbf{j} , перпендикулярная к вектору \mathbf{n} , через площадку dS электричества не переносит.

2. Одним из фундаментальных физических законов является закон сохранения электрического заряда (см. § 2). Выразим его математически через макроскопические величины: плотность заряда ρ и плотность электрического тока \mathbf{j} . Возьмем в среде произвольную замкнутую поверхность S , ограничивающую объем V (рис. 108). Количество электричества, ежесекундно вытекающее из объема V через поверхность S , представляется интегралом $\oint j_n dS$. Ту же величину можно представить в виде $-\partial q/\partial t$, где q — заряд, содержащийся в объеме V . Приравнявая оба выражения, получим

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \oint_S j_n dS. \quad (40.4)$$

(Мы употребляем символ частной производной $\partial/\partial t$, чтобы подчеркнуть, что поверхность S должна оставаться неподвижной.)

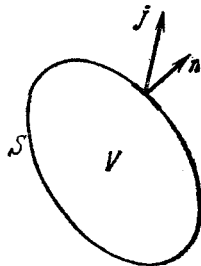


Рис. 108.

Представив q в виде $q = \int \rho dV$ и преобразовав поверхностный интеграл в объемный $\int \operatorname{div} \mathbf{j} dV$, придем к соотношению

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV = - \int \operatorname{div} \mathbf{j} dV.$$

Это соотношение должно выполняться для произвольного объема V , а потому

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (40.5)$$

Формулы (40.4), (40.5) и выражают закон сохранения заряда в макроскопической электродинамике. Последняя формула называется также уравнением непрерывности или уравнением неразрывности. Эти формулы входят в систему основных уравнений Максвелла, хотя и в неявном виде.

Если токи стационарны, т. е. не зависят от времени, то формулы (40.4) и (40.5) переходят в

$$\oint j_n dS = 0, \quad (40.6)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (40.7)$$

В настоящей главе рассматриваются в основном стационарные (постоянные) токи.

§ 41. Закон Ома

1. Одним из главных способов возбуждения электрического тока в телах является создание и поддержание в них электрического поля. Как показывает опыт, для многих тел (например, металлов) в широких пределах плотность электрического тока \mathbf{j} пропорциональна напряженности электрического поля \mathbf{E} . Это — один из важнейших, хотя и не фундаментальных, законов электродинамики. Он называется законом Ома (1787—1854). Математически закон Ома выражается формулой

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}, \quad (41.1)$$

где λ — постоянная для данного материала величина, называемая его удельной проводимостью или электропроводностью. Она зависит от физического состояния тела (температуры, давления и пр.). Строго говоря, закон Ома справедлив лишь для физически однородных тел. Величина, обратная электропроводности, называется удельным сопротивлением материала:

$$\rho = \frac{1}{\lambda}. \quad (41.2)$$