электрического поля не зависит от распределения магнитного поля. Последнее определяется заданием плотности тока j во всем пространстве.

На границе раздела проводящих сред должны выполняться граничные условия:

$$E^{(1)}_{tg} = E^{(2)}_{tg}, \tag{14,5}$$

или

$$\frac{j^{(1)}_{tg}}{\sigma^{(1)}} = \frac{j^{(2)}_{tg}}{\sigma^{(2)}} \tag{14,6}$$

и

$$j^{(1)}_{n} = j^{(2)}_{n}. \tag{14,7}$$

Первое из них совпадает с (5,2), второе получается из уравнения непрерывности так же, как, например, условие (5,5).

Наглядно граничные условия (14,6)—(14,7) можно интерпретировать как преломление линий тока на границе раздела по закону:

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\sigma^{(1)}}{\sigma^{(2)}}, \tag{14,8}$$

где α — угол между линией тока и нормалью к поверхности в соответствующих средах.

На границе раздела проводник — диэлектрик выполняется граничное условие

$$j_n = 0. \tag{14,9}$$

Магнитные векторы удовлетворяют граничным условиям, рассмотренным в § 5.

§ 15. Линейный проводник с постоянным током

Рассмотрим прежде всего весьма важный случай линейного проводника с постоянным током. Под линейным мы будем понимать проводник, длина которого весьма велика по сравнению с его поперечными размерами. Линейные проводники часто именуют также проводами. Вектор плотности тока в линейном проводнике можно, в силу граничного условия (14,9) на его поверхности, с большой степенью точности считать параллельным вектору dl, касательному к оси проводника.

Таким образом, в каждой данной точке линейного проводника можно написать

$$\boldsymbol{j}\, d\boldsymbol{l} = j\, dl. \tag{15,1}$$

Введем в рассмотрение полный ток I, проходящий через сечение линейного проводника, нормальное к оси проводника (или, что то же самое, нормальное к линиям тока). По определению

$$I = \int j\,dS = \int \sigma\left(E + E^{\text{стор}}\right) dS, \tag{15,2}$$

где интегрирование ведется по сечению линейного контура с током

Уравнение непрерывности (14,4) и граничное условие позволяют написать

$$\oint j\,dS = 0$$

или

$$I = \int j\,dS = jS = \text{const}, \tag{15,3}$$

где S — поперечное сечение проводника в данном месте.

Уравнение непрерывности в интегральной форме показывает, что через любое сечение линейного проводника идет одинаковый ток I.

Проинтегрируем формулу обобщенного закона Ома (15,1) вдоль линейного контура с током. Имеем, очевидно,

$$\int_1^2 j\frac{dl}{\sigma} = \int_1^2 E\,dl + \int_1^2 E^{\text{стор}}\,dl.$$

Первый интеграл преобразуем, написав

$$\int_1^2 j\frac{dl}{\sigma} = \int_1^2 j\frac{dlS}{\sigma S} = I\int_1^2 \frac{dl}{\sigma S} = IR_{12}, \tag{15,4}$$

где R_{12} представляет омическое сопротивление проводника на участке (1,2). Тогда имеем

$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathscr{E}_{12}^{\text{стор}}, \tag{15,5}$$

где $(\varphi_1 - \varphi_2)$ — разность потенциалов между точками 1 и 2 и

$$\mathscr{E}_{12}^{\text{стор}} = \int_1^2 E^{\text{стор}}\,dl \tag{15,6}$$

носит название сторонней электродвижущей силы (э. д. с.) на участке (1,2).

Если на данном участке провода сторонней силы нет, $E^{\text{стор}} = 0$, то (15,5) превращается в простой закон Ома.

Если контур замкнут и точки 1 и 2 совпадают, поскольку в силу (14,2) поле $\boldsymbol{E}$ имеет потенциальный характер, интеграл $\oint \boldsymbol{E}\, d\boldsymbol{l} = 0$ и

$$IR = \mathscr{E}^{\text{стор}}, \tag{15,7}$$

где R — сопротивление всего линейного контура и

$$\mathscr{E}^{\text{стор}} = \oint \boldsymbol{E}^{\text{стор}}\, d\boldsymbol{l}. \tag{15,8}$$

Произведение силы тока на полное сопротивление линейного контура с током равно э. д. с. замкнутой цепи с током.

Рассмотрим теперь энергетические соотношения для линейного контура с током.

Как мы подчеркивали, вся работа тока в цепи постоянного тока переходит в тепло. Поэтому полное тепло, выделившееся в линейном проводнике,

$$Q = \int \frac{j^2}{\sigma}\, dV = \int \boldsymbol{j}(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{E}^{\text{стор}})\, dV = -\int \boldsymbol{j} \operatorname{grad} \varphi\, dV + \int \boldsymbol{j}\boldsymbol{E}^{\text{стор}}\, dV =$$
$$= \int \boldsymbol{j}\boldsymbol{E}^{\text{стор}}\, dV - \int \operatorname{div} (\boldsymbol{j}\varphi)\, dV + \int \varphi \operatorname{div} \boldsymbol{j}\, dV =$$
$$= \int \boldsymbol{j}\boldsymbol{E}^{\text{стор}}\, dV - \oint \varphi j_n\, dS = \int \boldsymbol{j}\boldsymbol{E}^{\text{стор}}\, dV$$

в силу (14,2), (14,4) и (14,9).

Полное тепло, выделяющееся в цепи, оказывается равным работе сторонних сил.

§ 16. Постоянный ток в проводящей среде

Другим предельным случаем является прохождение тока в системе, состоящей из хороших проводников (например, металлических электродов), погруженных в проводящую среду. Если считать, что сторонние силы в проводящей среде отсутствуют, уравнения для электрического поля можно написать в виде

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = 0,$$
$$\operatorname{div} \boldsymbol{j} = \operatorname{div} \sigma \boldsymbol{E} = 0.$$

В однородной среде, при $\sigma = \text{const}$, последнее выражение приобретает вид

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} = 0.$$

Вводя потенциал поля φ, находим, что он удовлетворяет уравнению

$$\Delta\varphi = 0. \tag{16,1}$$