ГЛАВА VI

ОПТИКА МЕТАЛЛОВ

* *

§ 71. Уравнения Максвелла и волны в металлах

1. Как и в диэлектриках, распространение электромагнитных волн в металлах описывается уравнениями Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \boldsymbol{H} &= \frac{1}{c} \dot{\boldsymbol{D}} + \frac{4\pi}{c} \boldsymbol{j}, \\ \operatorname{rot} \boldsymbol{E} &= -\frac{1}{c} \dot{\boldsymbol{B}}, \\ \operatorname{div} \boldsymbol{D} &= 4\pi\rho, \\ \operatorname{div} \boldsymbol{B} &= 0. \end{aligned} \tag{71.1}$$

По сравнению с диэлектриками добавляется член с током проводимости $\boldsymbol{j}$. В статических и низкочастотных полях ток обусловлен движением практически одних только *свободных электронов*. Движение связанных электронов, а тем более атомных ядер в этой области спектра не играет никакой роли. Но уже в инфракрасной области, где лежат собственные частоты колебаний атомных ядер, движения последних начинают существенно влиять на оптическое поведение металлов (резонанс). В дальнейшем, в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, в колебания вовлекаются и *связанные электроны*.

Смещения связанных зарядов вызывают *поляризацию металлов*, аналогичную поляризации диэлектриков. Появляется *ток поляризации*. Однако в высокочастотных полях нет существенной разницы между движениями свободных и связанных частиц. Нерационально связывать ток проводимости с движением только свободных, а ток поляризации — только связанных электронов. Этим понятиям надо дать точные определения, в соответствии с тем, как они используются в теории.

Можно поступить следующим образом. Вынужденное колебание заряженной частицы (электрона или атомного ядра) в поле световой волны можно разложить на колебание, происходящее в фазе (или противофазе) с электрическим полем, и колебание, сдвинутое относительно него по фазе на 90°. Ток, обусловленный первыми колебаниями, условимся называть *током проводимости* и обозначать его плотность через $\boldsymbol{j}$. Токи проводимости вызывают поглощение электромагнитных волн. Токи же, обусловленные колебаниями, сдвинутыми по фазе на 90°, назовем *токами поляризации*. С ними не связано поглощение волн. Плотность тока поляризации можно представить в виде $\boldsymbol{j}_{\text{пол}} = \dot{\boldsymbol{P}}$, где $\boldsymbol{P}$ — вектор поляризации. На последнее соотношение можно смотреть как на определение вектора $\boldsymbol{P}$. Тем самым в металлах раскрывается и точный смысл вектора индукции $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{P}$, который входит в уравнения (71.1).

Магнитные свойства вещества, не играющие существенной роли в оптической области спектра, мы учитывать не будем Металлы будем считать *оптически изотропными*, хотя все металлы (за исключением, конечно, жидких) и имеют кристаллическую структуру. Однако кристаллы кубической системы оптически изотропны. Другие металлы, как правило, *макроскопически изотропны*, так как они состоят из множества хаотически ориентированных кристалликов, размеры которых малы по сравнению с длиной волны. Для изотропных металлов материальные уравнения имеют вид

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon'\boldsymbol{E}, \tag{71.2}$$

$$\boldsymbol{j} = \sigma\boldsymbol{E}. \tag{71.3}$$

Величина σ называется *электрической проводимостью*, а ε' — *диэлектрической проницаемостью* металла. (Мы пользуемся обозначением ε', сохраняя ε для обозначения комплексной величины, вводимой ниже.) Обе величины ε' и σ являются функциями частоты ω. Поэтому в уравнениях (71.2) и (71.3) поле $\boldsymbol{E}$ должно предполагаться монохроматическим. Немонохроматические поля надо разлагать на монохроматические составляющие и применять принцип суперпозиции.

С наличием проводимости σ связано *поглощение света* в металлах. С точки зрения излагаемой здесь формальной теории поглощение света есть не что иное, как превращение электромагнитной энергии в *джоулево тепло*.

Материальные уравнения (71.2) и (71.3) дают лишь грубое описание оптических свойств металлов (см. § 74) В ряде вопросов, в особенности для коротких волн (ультрафиолетовые, видимые и короткие инфракрасные лучи), они приводят к выводам, не совсем согласующимся с опытом. Более удовлетворительная теория должна основываться на *квантовой теории металлов*. Однако изложение такой теории далеко выходит за рамки этой книги.

2. Для монохроматических полей $\dot{\boldsymbol{D}} = i\omega\boldsymbol{D} = i\omega\varepsilon'\boldsymbol{E}$, так что правая часть первого уравнения (71.1) преобразуется в $\frac{1}{c}(i\omega\varepsilon' + 4\pi\sigma)\boldsymbol{E}$. Если ввести величину

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\frac{4\pi\sigma}{\omega} \equiv \varepsilon' - i\varepsilon'', \tag{71.4}$$

называемую *комплексной диэлектрической проницаемостью*, то система уравнений (71.1) примет вид

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \frac{i\omega}{c} \varepsilon \boldsymbol{E}, \quad \operatorname{rot} \boldsymbol{E} = -\frac{i\omega}{c} \boldsymbol{H}, \tag{71.5}$$

т. е. формально совпадет с соответствующими уравнениями для диэлектриков. Граничные условия также имеют одинаковый вид: они требуют непрерывности тангенциальных компонент векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ на границе раздела сред. Как следствие таких граничных условий и уравнений (71.5), получается непрерывность нормальных компонент вектора $\varepsilon\boldsymbol{E}$ (см. § 63). Поэтому *любое соотношение оптики прозрачных сред, полученное из уравнений* (71.5) *и граничных условий с помощью линейных вещественных операций, может быть формально перенесено в оптику металлов и других поглощающих сред простой заменой вещественной величины* ε *на комплексную.* Требуется только дополнительное исследование физического содержания и смысла полученного соотношения.

Для характеристики оптических свойств металлов применяется также *комплексный показатель преломления* ν. Он определяется соотношением

$$\nu^2 = \varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''. \tag{71.6}$$

Полагая

$$\nu = n - i\varkappa, \tag{71.7}$$

где n и $\varkappa$ вещественны и существенно положительны, получим

$$n^2 - \varkappa^2 = \varepsilon', \quad 2n\varkappa = \varepsilon''. \tag{71.8}$$

Величина n называется *главным показателем преломления* металла. Величину $\varkappa$ называют *главным показателем затухания.* Этот термин надо предпочесть обычно употребляемому термину «показатель поглощения», так как *затухание волны может происходить и без поглощения.* Примером может служить плазма, когда частота ω меньше так называемой *плазменной частоты* (см. § 87). Для нее величина ε вещественна, но *отрицательна*, т. е. $\varepsilon'' = 0$. В этом случае поглощения нет, но есть затухание, так как $\sqrt{\varepsilon}$ — величина чисто мнимая, а потому $\varkappa \neq 0$.

Если среда однородна, то в ней могут распространяться плоские монохроматические волны вида (5.3). Для них должны выполняться соотношения

$$\boldsymbol{E} = -\frac{c}{\omega\varepsilon}[\boldsymbol{k}\boldsymbol{B}], \quad \boldsymbol{B} = \frac{c}{\omega}[\boldsymbol{k}\boldsymbol{E}], \tag{71.9}$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon = \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon' - i\varepsilon''). \tag{71.10}$$

В поглощающей среде волновой вектор $\boldsymbol{k}$ всегда комплексный, а соответствующая плоская волна *всегда неоднородна.* Это естественно, так как при наличии поглощения плоская волна не может распространяться без затухания. Положим

$$\boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}' - i\boldsymbol{k}'', \tag{71.11}$$

где $\boldsymbol{k}'$ и $\boldsymbol{k}''$ — вещественные векторы. Тогда на основании (71.10)

$$k'^2 - k''^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon', \quad 2(\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}'') = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon''. \tag{71.12}$$

Вектор $\boldsymbol{k}'$ указывает направление распространения *плоскостей равных фаз.* В направлении вектора $\boldsymbol{k}''$ убывает амплитуда волны. В общем случае *плоскости равных фаз и плоскости равных амплитуд не перпендикулярны между собой.* Перпендикулярность всегда имеет место только для непоглощающих сред, когда $\varepsilon'' = 0$.

§ 72. Геометрические законы отражения и преломления света на границе металла

1. Пусть из вакуума на плоскую границу металла падает плоская монохроматическая однородная волна, распространяющаяся вдоль волнового вектора $\boldsymbol{k}_1$ (рис. 255). Возникнет однородная отраженная волна с волновым вектором $\boldsymbol{k}_1'$ и неоднородная волна, прошедшая в металл. Комплексный волновой вектор прошедшей волны обозначим через $\boldsymbol{k}$ (без индекса). Как было показано ранее, из граничных условий получаются соотношения

$$k_{1x} = k'_{1x} = k_x. \tag{72.1}$$

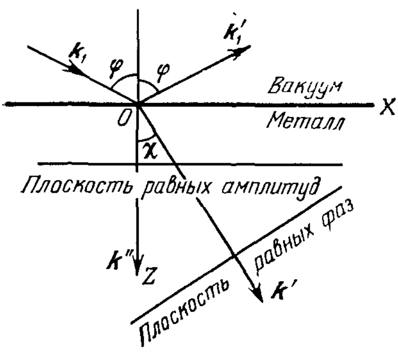

Рис. 255.

Из них следует, что геометрические законы отражения света от металлов такие же, что и для непоглощающих сред. Различие есть лишь в законах преломления.

Прежде всего отметим, что плоскости равных амплитуд прошедшей волны параллельны границе металла. Действительно, представим комплексный вектор $\boldsymbol{k}$ в виде (71.11). Из (72.1) следует, что тангенциальная составляющая вектора $\boldsymbol{k}$ вещественна, а потому вектор $\boldsymbol{k}''$ перпендикулярен к поверхности металла. Это и доказывает наше утверждение. Прошедшая волна затухает в направлении вектора $\boldsymbol{k}''$. Поэтому вектор $\boldsymbol{k}''$ надо направить вниз, т. е. в сторону металла, так как затухание волны в металле должно идти в этом, а не в противоположном направлении. В сторону металла должен