§ 145. Давление и импульс электромагнитных волн

1. Максвеллом теоретически было показано, что электромагнитные волны, отражаясь или поглощаясь в телах, на которые они падают, оказывают на них *давление*. Это давление есть результат воздействия магнитного поля волны на электрические токи, возбуждаемые электрическим полем той же волны, а иногда также воздействия электрического поля на заряды, индуцируемые в веществе тем же полем. Рассмотрим, например, бегущую плоскую электромагнитную волну в однородной среде. Если среда поглощающая, т. е. обладает проводимостью, то электрическое поле волны возбуждает в ней электрический ток с плотностью $\boldsymbol{j} = \lambda \boldsymbol{E}$. Вследствие этого на единицу объема среды действует сила $\boldsymbol{f} = \frac{1}{c}[\boldsymbol{jB}] = \frac{\lambda}{c}[\boldsymbol{EB}]$, направленная в сторону распространения волны. Эта сила и вызывает давление электромагнитной волны. При отсутствии поглощения ($\lambda = 0$) $\boldsymbol{f} = 0$, т. е. распространение электромагнитной волны в этом случае не связано ни с каким давлением на среду.

2. Для вычисления давления электромагнитных волн и уяснения его происхождения рассмотрим сначала частный случай. Пусть плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в вакууме, падает на плоскую границу идеально проводящего металла (рис. 375). При отражении волна изменяет направление. При этом должно измениться на противоположное направление одного из векторов $\boldsymbol{E}$ или $\boldsymbol{H}$. Легко видеть, что это произойдет с вектором $\boldsymbol{E}$. Действительно, так как вторая среда идеально проводящая ($\lambda = \infty$), в ней электрическое поле должно обращаться в нуль. Иначе, в силу закона Ома $\boldsymbol{j} = \lambda \boldsymbol{E}$, в среде возникли бы электрические токи с бесконечной плотностью, что физически невозможно. Так как тангенциальные составляющие электрического поля непрерывны, то на границе раздела электрический вектор должен обращаться в нуль и в первой среде. Но поле в первой среде складывается из поля $\boldsymbol{E}$ падающей и поля $\boldsymbol{E}_r$ отраженной волн. Поэтому на границе должно быть $\boldsymbol{E} + \boldsymbol{E}_r = 0$, т. е. $\boldsymbol{E}_r = -\boldsymbol{E}$, что и требовалось доказать. Напротив, на той же границе магнитный вектор отраженной волны будет $\boldsymbol{H}_r = \boldsymbol{H}$, а результирующее магнитное поле в первой среде $\boldsymbol{H} + \boldsymbol{H}_r = 2\boldsymbol{H}$. Таким образом, магнитный вектор при переходе через границу раздела претерпевает скачок, равный $2\boldsymbol{H}$.

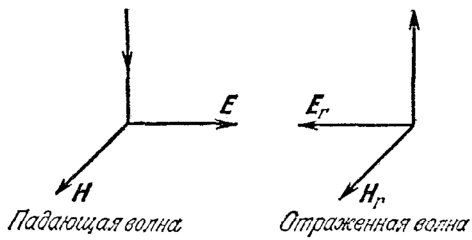

Рис. 375.

Это означает, что по поверхности металла в направлении электрического вектора $\boldsymbol{E}$ течет поверхностный ток с линейной плотностью $\boldsymbol{i}$ (рис. 376). Величина этой плотности найдется по теореме о циркуляции, если применить последнюю к контуру $MNN'M'$. Это дает $2H=\frac{4\pi i}{c}$, откуда $i=\frac{cH}{2\pi}$.

При вычислении силы, действующей на элементарную площадку dS поверхности тела с током $\boldsymbol{i}\, dS$, надо соблюдать осторожность. Дело в том, что эта сила определяется магнитным полем $\boldsymbol{H}_{\text{внеш}}$, *внешним по отношению к самому току* $\boldsymbol{i}\, dS$. Внешнее поле на поверхности площадки dS, очевидно, одинаково по обе ее стороны; оно непрерывно. Собственное же магнитное поле тока $\boldsymbol{i}\, dS$ претерпевает разрыв. Если со стороны вакуума его обозначить через $\boldsymbol{H}_{\text{соб}}$, то со стороны металла, ввиду симметрии, оно будет $-\boldsymbol{H}_{\text{соб}}$. Применение теоремы о циркуляции к контуру $MNN'M'$ дает $H_{\text{соб}}=\frac{2\pi i}{c}=H$. Вычитая это значение из полного поля $2H$ вне металла, получим $\boldsymbol{H}_{\text{внеш}}=\boldsymbol{H}$. (Тот же результат можно получить из условия, что внутри металла внешнее поле должно уничтожать собственное поле.) Сила, действующая со стороны внешнего поля на ток $\boldsymbol{i}\, dS$, направлена внутрь металла, т. е. это есть *сила давления*. Давление на единицу поверхности металла будет

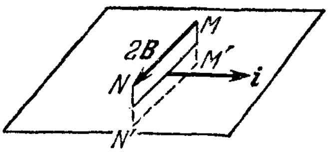

Рис. 376.

$$\mathscr{P}=\frac{1}{c}\,\overline{iH_{\text{внеш}}}=\frac{1}{2\pi}\,\overline{H^2}, \tag{145.1}$$

где черта означает усреднение по времени. Ввиду равенства $E=H$ можно также написать

$$\mathscr{P}=\frac{1}{2\pi}\,\overline{EH}=\frac{1}{4\pi}\left(\overline{E^2}+\overline{H^2}\right)=2\overline{w}, \tag{145.2}$$

где $\overline{w}$ — средняя плотность электромагнитной энергии падающей волны. Таким образом, при нормальном падении электромагнитной волны на идеально отражающую поверхность металла металл испытывает давление, равное *удвоенной средней плотности энергии падающей волны.*

3. Совершенно так же может быть разобран случай *наклонного падения волны*. Вычисления здесь будут несколько сложнее. Появится разрыв не только тангенциальных составляющих магнитного поля, но и нормальных составляющих электрического поля. Последний разрыв означает, что на поверхности металла возникнут *электрические заряды*, и надо принимать во внимание силы, действующие на эти заряды со стороны электрического поля. Таким образом, давление электромагнитной волны в этом случае имеет *двой-*

ное происхождение. Оно складывается из «*магнитной силы*», с которой магнитное поле действует на поверхностные токи металла, и из «*электрической силы*», с которой на поверхностные заряды того же металла действует электрическое поле. Мы не будем производить эти вычисления, а воспользуемся более общим подходом к вопросу о давлении электромагнитных волн.

4. Будем предполагать опять, что волна падает нормально на поверхность идеального металла. Допустим, что поле волны заполняет цилиндр высотой c с площадью основания, равной единице. Ось цилиндра совпадает с направлением распространения волны. Такая волна будет падать на металл в течение секунды. Поскольку она оказывает давление $\mathcal{P}$ на поверхность металла, последний за это время приобретет импульс $I_{\text{вещ}} = \mathcal{P} = \frac{1}{2\pi}\overline{EH}$, или в векторной форме $\boldsymbol{I}_{\text{вещ}} = \frac{1}{2\pi}\overline{[\boldsymbol{EH}]}$. В замкнутой системе, состоящей из металла и электромагнитного поля, получилось бы *нарушение закона сохранения импульса,* если бы импульсом обладало *только вещество.* Импульс указанной системы может сохраняться только при условии, что *электромагнитная волна также обладает импульсом:* металл приобретает импульс за счет импульса, передаваемого ему электромагнитной волной. Для вычисления импульса падающей электромагнитной волны $\boldsymbol{I}_{\text{эл}}$ замечаем, что при отражении ее импульс *не меняется по величине, но меняет направление на противоположное,* т. е. изменение электромагнитного импульса в этом процессе равно $\Delta\boldsymbol{I}_{\text{эл}} = -\boldsymbol{I}_{\text{эл}} - (+\boldsymbol{I}_{\text{эл}}) = -2\boldsymbol{I}_{\text{эл}}$, тогда как для вещества $\Delta\boldsymbol{I}_{\text{вещ}} = \boldsymbol{I}_{\text{вещ}}$. Закон сохранения импульса требует $\Delta\boldsymbol{I}_{\text{эл}} + \Delta\boldsymbol{I}_{\text{вещ}} = 0$, откуда $\boldsymbol{I}_{\text{эл}} = \frac{1}{2}\boldsymbol{I}_{\text{вещ}} = \frac{1}{4\pi}\overline{[\boldsymbol{EH}]}$. Разделив это выражение на длину c цилиндра, получим средний электромагнитный импульс единицы объема, т. е. среднюю плотность электромагнитного импульса

$$\overline{\boldsymbol{g}}_{\text{эл}} = \frac{1}{4\pi c}\overline{[\boldsymbol{EH}]} = \frac{1}{c^2}\overline{\boldsymbol{S}}, \tag{145.3}$$

где $\boldsymbol{S}$ — вектор Пойнтинга. При выводе предполагалось, что волна падает нормально на поверхность металла. Однако это обстоятельство не может отразиться на окончательном результате (145.3), так как плотность импульса $\boldsymbol{g}_{\text{эл}}$ есть характеристика *только самой электромагнитной волны* и не может зависеть от тел, с которыми она взаимодействует. Полученные результаты согласуются с тем, что было сказано об электромагнитном количестве движения в § 84.

5. Покажем на примере, как следует пользоваться формулой (145.3) для вычисления сил, с которыми излучение действует на тело. Пусть электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении единичной нормали $\boldsymbol{N}$, частично отражается в направ-

лении нормали $\boldsymbol{N}'$, а частично проходит во вторую среду и там поглощается (рис. 377). Если площадь AB, на которую падает волна, равна единице, а угол падения φ, то поперечные сечения падающего и отраженного пучков будут равны $\cos\varphi$ каждый. Возьмем длины пучков равными c. Тогда импульс, передаваемый излучением телу в одну секунду, будет $\boldsymbol{I} = \cos\varphi\,(\overline{w}\boldsymbol{N} - \overline{w}'\boldsymbol{N}') = \overline{w}\cos\varphi\,(\boldsymbol{N} - \rho\boldsymbol{N}')$, где $\overline{w}$ и $\overline{w}'$ — средние плотности энергии падающей и отраженной волн, а ρ — *коэффициент отражения.* Излучение действует на единичную площадку AB на границе тела с силой $\boldsymbol{f} = \boldsymbol{I}$. Проектируя ее на нормаль $\boldsymbol{n}$ к поверхности тела, находим давление излучения

$$\mathscr{P} = \overline{w}\cos^2\varphi\,(1+\rho), \tag{145.4}$$

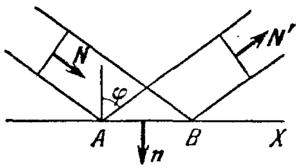

Рис. 377.

а проектируя на ось X — среднюю касательную силу, действующую на площадку AB:

$$\tau = \overline{w}\sin\varphi\cos\varphi\,(1-\rho). \tag{145.5}$$

При $\rho = 1$ и при нормальном падении получаем прежний результат $\mathscr{P} = 2\overline{w}$. Если же среда полностью поглощает падающее излучение ($\rho = 0$), то $\mathscr{P} = \overline{w}$, т. е. в этом случае давление вдвое меньше.

6. Чтобы составить представление о величине давления излучения, рассчитаем его для солнечного излучения вблизи земной поверхности. Как показали измерения, средняя плотность потока энергии в этом случае $\overline{S} = 2$ кал/(см^2·мин) $= 1{,}4\cdot 10^3$ Вт/м^2. Для давления излучения на полностью поглощающую поверхность, перпендикулярную к излучению, находим $\mathscr{P} = \overline{S}/c = 4{,}7\cdot 10^{-6}$ Н/м^2, а на полностью отражающую $9{,}4\cdot 10^{-6}$ Н/м^2. Несмотря на ничтожные значения этих величин, экспериментальное доказательство существования давления электромагнитных волн было впервые получено на волнах света в классических опытах П. Н. Лебедева. Лебедев в 1900 г. доказал существование светового давления на твердые тела, а в 1910 г. — и на газы. Результаты этих опытов оказались в согласии с электромагнитной теорией света. Впрочем, давление излучения не всегда столь мало. Если с помощью линзы сфокусировать на поверхности монеты пучок света от лазера, то световое давление пробивает монету, оставляя в ней маленькую дырочку (диаметром в несколько десятых миллиметра). Давление излучения громадно внутри горячих звезд и играет существенную роль при их взрывах. Когда температура в звезде достигает $\sim 10^8$ кэВ (такие температуры достигаются также при взрывах атомных и водородных бомб), давление излучения становится того же порядка, что и давление плазмы, из которой состоит звезда.