

Основываясь на законе сохранения энергии, можно показать, что в отсутствие поглощения интенсивность сферической электромагнитной волны обратно пропорциональна квадрату расстояния  $r$  от центра волны:  $I \sim r^{-2}$ . Соответственно амплитуды  $E_0$  и  $H_0$  сферической монохроматической волны обратно пропорциональны  $r$ :  $E_0 \sim r^{-1}$  и  $H_0 \sim r^{-1}$ .

7. Максвелл теоретически показал, что электромагнитные волны должны производить давление на встречающиеся на их пути тела. По расчетам Максвелла, давление плоской волны пропорционально объемной плотности  $w$  энергии электромагнитного поля волн:

$$p = w(1 + R) \cos^2 i, \quad (3.13)$$

где  $R$  — коэффициент отражения, т. е. отношение интенсивности волны, отражаемой телом, к интенсивности падающей волны;  $i$  — угол между направлением распространения падающей волны и внутренней нормалью к поверхности тела (угол падения).

Существование этого давления проще всего пояснить для случая нормального падения ( $i=0$ ) плоскополяризованной волны на плоскую поверхность металла (рис. 3.3). Под действием электрического поля волны электроны в металле перемещаются в сторону, противоположную вектору  $\vec{E}$  (значительно более массивные положительные ионы практически не реагируют на поле волны, изменяющееся с большой частотой). Со стороны магнитного поля на каждый электрон, движущийся со скоростью  $\vec{v}_e$ , действует сила Лоренца  $\vec{F}_L = -e [\vec{v}_e \vec{B}]$ . Эти силы направлены внутрь металла перпендикулярно его поверхности. Таким образом, электромагнитная волна действительно должна производить давление на поверхность металла.

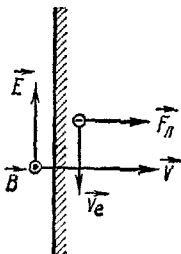


Рис. 3.3

### § 3.2. Излучение электромагнитных волн

1. В электродинамике доказывается, что электромагнитные волны возбуждаются изменяющимися во времени электрическими токами, а также отдельными движущимися электрическими зарядами, ускорения которых отличны от нуля<sup>1</sup>. Процесс возбуждения электромагнитных волн электрической системой называется **излучением электромагнитных волн**, а сама система — **излучающей системой**. Электромагнитное поле волны называется **полем излучения**.

В качестве примера простейшей излучающей системы рассмотрим **линейный гармонический осциллятор** — электрический диполь, электрический момент  $\vec{p}_e$  которого изменяется во времени по гармоническому закону

$$\vec{p}_e = \vec{p}_0 \sin \omega t, \quad (3.14)$$

где  $\vec{p}_0$  — амплитуда вектора  $\vec{p}_e$ .

<sup>1</sup> В § 7.5 показано, что при некоторых условиях заряженная частица, движущаяся в среде равномерно и прямолинейно, также излучает электромагнитные волны.

Электрический момент диполя (см. т. II, § 2.2)

$$\mathbf{p}_e = q\mathbf{l},$$

где  $\mathbf{l}$  — вектор, соединяющий отрицательный и положительный заряды диполя (плечо диполя), а  $q$  — абсолютное значение этих зарядов. Поэтому изменение  $\mathbf{p}_e$  во времени может быть обусловлено тем, что либо  $q$ , либо  $\mathbf{l}$  является функцией времени.

Мгновенная мощность излучения диполя, как можно показать, выражается формулой

$$N = \frac{\mu_0}{6\pi c} \left| \frac{d^2 \mathbf{p}_e}{dt^2} \right|^2. \quad (3.15)$$

В соответствии с формулой (3.14)

$$\frac{d^2 \mathbf{p}_e}{dt^2} = -\omega^2 \mathbf{p}_e = -\omega^2 \mathbf{p}_0 \sin \omega t. \quad (3.16)$$

Поэтому

$$N = \frac{\mu_0 \omega^4 p_0^2}{6\pi c} \sin^2 \omega t. \quad (3.17)$$

За промежуток времени, равный периоду  $T$  колебания, средняя мощность излучения диполя

$$\langle N \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T N dt = \frac{\mu_0 \omega^4 p_0^2}{12\pi c}. \quad (3.18)$$

Излучение энергии диполем не одинаково в различных направлениях. Интенсивность излучения диполя в так называемой **волновой зоне**, т. е. в точках пространства, отстоящих от диполя на расстояниях  $r$ , которые во много раз больше размера диполя и длины излучаемых им волн,

$$I \sim \frac{\sin^2 \vartheta}{r^2},$$

где  $\vartheta$  — угол между осью диполя и рассматриваемым направлением излучения. Зависимость  $I$  от  $\vartheta$  при фиксированном значении  $r$ , изображенную в полярных координатах  $I, \vartheta$  (рис. 3.4), называют **полярной диаграммой направленности излучения диполя**.

Из этой диаграммы видно, что диполь всего сильнее излучает в направлениях  $\vartheta = \pi/2$ , т. е. в плоскости, проходящей через середину диполя перпендикулярно его оси. Вдоль своей оси ( $\vartheta = 0; \pi$ ) диполь не излучает совсем.

2. Формула (3.15) справедлива также для излучения произвольной системы точечных электрических зарядов  $q_1, q_2, \dots, q_n$ , движущихся с малыми скоростями ( $v_i \ll c$ ). Если положение  $i$ -го заряда определяется радиус-вектором  $\mathbf{r}_i$ , то электрический (дипольный) момент системы

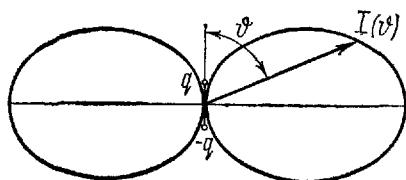


Рис. 3.4

зарядов

$$\mathbf{p}_e = \sum_{i=1}^n q_i \mathbf{r}_i \quad \text{и} \quad \frac{d^2 \mathbf{p}_e}{dt^2} = \sum_{i=1}^n q_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \sum_{i=1}^n q_i \mathbf{a}_i,$$

где  $\mathbf{a}_i = \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2}$  — ускорение  $i$ -го заряда.

В частности, для одного заряда  $q$  мощность излучения пропорциональна произведению квадрата модуля его ускорения  $\mathbf{a}$  на  $q^2$ :

$$N = \frac{\mu_0}{6\pi c} q^2 |\mathbf{a}|^2. \quad (3.19)$$

3. Рассмотренные выше результаты были использованы в приближенной классической теории излучения атомов, согласно которой это излучение обусловлено колебаниями электронов около их положений равновесия в атомах. Если электрон колеблется с циклической частотой  $\omega$  и амплитудой  $l_0$ , то, по формуле (3.18), средняя мощность излучения атома

$$\langle N \rangle = \frac{\mu_0}{12\pi c} \omega^4 e^2 l_0^2, \quad (3.20)$$

где  $e$  — абсолютное значение заряда электрона.

В действительности свободные колебания электрона являются не гармоническими, а затухающими, так как энергия колебаний расходуется на излучение. За время  $dt$  энергия электрона уменьшается на величину

$$-dW = \langle N \rangle dt = \frac{\mu_0}{12\pi c} \omega^4 e^2 l_0^2 dt. \quad (3.21)$$

Механическая энергия электрона, масса которого  $m_e$ ,  $W = \frac{1}{2} m_e \omega^2 l_0^2$ , причем амплитуда затухающих колебаний (см. т. I, § 8.5)

$$l_0 = l_{00} e^{-\beta t} = l_{00} e^{-\delta t/T},$$

где  $e$  — основание натуральных логарифмов,  $l_{00}$  — амплитуда в начальный момент времени  $t=0$ ,  $\beta$  — коэффициент затухания,  $\delta = \beta T = = 2\pi\beta/\omega$  — логарифмический декремент затухания. Из последних двух формул следует, что

$$dW = -2\beta W dt = -\frac{\delta\omega}{\pi} W dt.$$

Сопоставляя эти выражения с (3.21), находим

$$\beta = \frac{\mu_0}{12\pi c} \frac{\omega^4 e^2 l_0^2}{2W} = \frac{\mu_0}{12\pi c} \frac{\omega^2 e^2}{m_e} \quad \text{и} \quad \delta = \frac{\mu_0}{6c} \frac{\omega e^2}{m_e}. \quad (3.22)$$

Промежуток времени  $\tau$ , за который амплитуда колебаний электрона уменьшается в  $e$  раз, равен

$$\tau = \frac{1}{\beta} = \frac{12\pi c m_e}{\mu_0 \omega^2 e^2}.$$

За это время электрон совершает  $n$  полных колебаний, причем

$$n = \frac{1}{\delta} = \frac{6c m_e}{\mu_0 \omega e^2}.$$

Для электромагнитного излучения с длиной волны в вакууме  $5 \cdot 10^{-7}$  м, соответствующей зеленому свету ( $\omega = 3,77 \cdot 10^{15}$  с $^{-1}$ ),

$$\tau = \frac{12 \cdot 3,14 \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \cdot 3,77^2 \cdot 10^{30} \cdot 1,6^2 \cdot 10^{-38}} \text{ с} = 2,25 \cdot 10^{-8} \text{ с},$$

$$n = \frac{6 \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \cdot 3,77 \cdot 10^{15} \cdot 1,6^2 \cdot 10^{-38}} = 1,35 \cdot 10^7.$$

В классической теории излучения время  $\tau$  иногда называют **средним временем жизни** излучающего атома, а также **временем высвечивания**. В современной теории излучения (см. § 14.8) этому времени соответствует среднее время жизни атома в возбужденном состоянии.

4. Электрическая система, в которой существует переменный ток, создает в окружающем пространстве переменное электромагнитное поле и, следовательно, в той или иной степени излучает электромагнитные волны. Однако если размеры системы малы по сравнению с длиной волны  $\lambda = 2\pi c/\omega$  (частота колебаний тока невелика), то излучение ничтожно мало. Это связано с тем, что при указанных условиях ток в системе можно считать квазистационарным — в каждый момент времени значения силы тока во всех частях системы практически одинаковы. Электромагнитные поля, создаваемые отдельными участками системы с противоположными по направлению и равными токами, взаимно ослабляют друг друга. Поэтому результирующее переменное электромагнитное поле быстро ослабевает при удалении от системы, т. е. эта система практически не излучает электромагнитных волн. Например, промышленному переменному току с частотой  $\nu = 50$  Гц соответствует длина волны  $\lambda = c/\nu = 6 \cdot 10^8$  м. Следовательно, потери на излучение в линии передачи такого тока должны быть ничтожно малы, даже если расстояние между проводами составляет несколько метров.

Для передачи высокочастотных токов применяют **коаксиальные кабели**, состоящие из центрального провода, расположенного по оси цилиндрического проводника и отделенного от него слоем диэлектрика. Переменное электромагнитное поле коаксиального кабеля полностью локализовано внутри диэлектрика. Вне кабеля поля нет, следовательно, и нет потерь энергии на излучение.

Колебательный контур, состоящий из конденсатора и катушки индуктивности, тоже практически не излучает электромагнитных волн. Это связано с тем, что переменное электромагнитное поле такого контура остается все время почти полностью локализованным только в пространстве между обкладками конденсатора и внутри соленоида.

5. Простейшим примером излучающей электрической системы может служить **вibrator Герца**, с помощью которого Г. Герц впервые практически осуществил (1888) генерирование электромагнитных волн и тем самым экспериментально подтвердил правильность теории Максвелла.

Вibrator Герца представлял собой металлический стержень с двумя одинаковыми шарами  $A$  и  $B$  на концах и небольшим искровым промежутком  $C$  посередине (рис. 3.5). Электроемкость vibratorа в основном определялась электроемкостями шаров, а индуктивность — индуктивностью обеих половин стержня. Возбудителем электромагнит-

ных колебаний в вибраторе являлась индукционная катушка *ИК*, провода от вторичной обмотки которой были подключены к искровому промежутку. Когда переменное напряжение во вторичной обмотке катушки достигало значения пробивного напряжения, то в искровом промежутке проскакивала искра и обе половины вибратора замыкались между собой. В вибраторе возникали затухающие колебания высокой частоты, сопровождающиеся излучением электромагнитных волн. Частота колебаний определялась емкостью и индуктивностью вибратора и в опытах Герца имела значение порядка  $10^8$  Гц, т. е.

во много раз превышала частоту колебаний напряжения во вторичной обмотке индукционной катушки. Для регистрации электромагнитных волн Герц использовал резонатор в виде проволочного кольца с искровым промежутком. В кольце под действием поля волны возникали вынужденные электромагнитные колебания. Благодаря тому что собственные частоты вибратора и резонатора были одинаковы, возникал электрический резонанс. Амплитуда вынужденных колебаний в резонаторе была настолько велика, что колебания можно было обнаружить либо по проскакиванию искры в его искровом промежутке, либо по свечению небольшой газоразрядной трубки, подключенной к искровому промежутку.

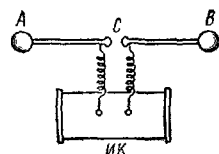


Рис. 3.5

Вибратор Герца, размеры которого малы по сравнению с длиной волны его излучения, подобен рассмотренному выше колеблющемуся диполю. Разница состоит лишь в том, что электрический момент вибратора изменяется вследствие колебаний в е л и ч и н ы  $q$  разноименных зарядов шаров *A* и *B*, а не р а с с т о я н и я между ними. Однако это различие несущественно для излучения. Поэтому все соотношения, установленные для излучения колеблющегося диполя, применимы к излучению вибратора Герца, а сам вибратор часто называют **диполем Герца**.

Если уменьшать размеры шаров *A* и *B*, то электроемкость вибратора также уменьшается, а частота электромагнитных колебаний увеличивается. Таким образом Герцу удалось получить наиболее коротковолновое электромагнитное излучение ( $\lambda \approx 60$  см).

В 1895 г. П. Н. Лебедев сконструировал вибратор, состоявший из двух кусочков платиновой проволоки длиной по 1,5 мм каждый, и осуществил генерирование электромагнитных волн с  $\lambda = 6$  мм. Наконец, в 1923 г. А. А. Глаголева-Аркадьева получила электромагнитные волны с  $\lambda$  от 82 мкм ( $8,2 \cdot 10^{-3}$  см) до нескольких сантиметров. Она использовала для этого изобретенный ею **массовый излучатель**, в котором роль миниатюрных вибраторов играли мелкие металлические опилки, взвешенные в вязком масле.

6. Опыты Герца, а затем и других ученых позволили экспериментально проверить и подтвердить свойства электромагнитных волн, предсказанные теорией Максвелла. В частности, Герц в своих опытах показал, что электромагнитные волны являются поперечными. Оказалось, что они, подобно свету, отражаются от поверхности раздела двух диэлектриков и преломляются при переходе через эту поверх-

ность, а также отражаются от поверхности металлов. Последнее свойство Герц использовал для получения направленного коротковолнового электромагнитного излучения с помощью вибратора, помещенного в фокусе металлического зеркала параболической формы. Для повышения чувствительности резонатора Герц помещал его также в фокусе другого параболического зеркала.

### § 3.3. Физические основы радиосвязи, телевидения, радиолокации и радиоастрономии

1. Вскоре после опытов Герца электромагнитные волны были использованы для осуществления беспроводной связи, получившей название **радиосвязи**. Первый простейший радиоприемник, регистрировавший электромагнитное излучение грозových разрядов, был создан А. С. Поповым и продемонстрирован им на заседании физического отделения Русского физико-химического общества 7 мая 1895 г. В марте 1896 г. на заседании того же общества Попов осуществил передачу с помощью телеграфных сигналов первой в мире радиограммы, состоявшей из двух слов: «Генрих Герц». Последующие годы ознаменовались быстрым развитием радиофизики и радиотехники.

Помимо радиотелеграфии была осуществлена передача с помощью электромагнитных волн речи и музыки (**радиовещание**), а также изображений (**телевидение**). Были разработаны радиотехнические методы обнаружения и определения местоположения удаленных объектов (**радиолокация**). В настоящее время радиосвязь является основным, а во многих случаях и единственным возможным средством связи. Методы радиофизики и различные радиотехнические устройства широко применяются в самых разнообразных областях науки и техники (электрошника, вычислительная техника и т. д.).

Электромагнитные волны, используемые в радиотехнике, называют **радиоволнами**. Они охватывают очень широкую область частот от  $3 \cdot 10^4$  до  $3 \cdot 10^{11}$  Гц. Радиоволны принято делить на следующие основные группы, приведенные в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Наименование волн	Диапазон частот, Гц	Диапазон длин волн (в вакууме), м
Сверхдлинные . . . . .	$< 3 \cdot 10^4$	$> 10\ 000$
Длинные . . . . .	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$	$10\ 000 - 1000$
Средние . . . . .	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$	$1\ 000 - 100$
Короткие . . . . .	$3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$	$100 - 10$
Ультракороткие:		
метровые . . . . .	$3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^8$	$10 - 1$
дециметровые . . . . .	$3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^9$	$1 - 0,1$
сантиметровые . . . . .	$3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10}$	$0,1 - 0,01$
миллиметровые . . . . .	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$	$0,01 - 0,001$