

Лекция 12

Анализ поля элементарного электрического излучателя в различных зонах

В ближней зоне сомножитель $kr = \frac{2\pi}{\lambda} r \ll 1$. Поэтому в выражениях (7.3), (7.4) будут превалировать члены, содержащие в знаменателях kr в наибольших степенях. Кроме того, в ближней зоне выполняется условие квазистационарности, поэтому фазовые сомножители обращаются в единицу. Выражения для поля примут вид

$$\begin{aligned} H_{0\phi} &= \frac{I_0 \Delta l \sin \theta}{4\pi r^4}; \\ E_{0r} &= -j \frac{I_0 \Delta l \cos \theta}{2\pi \omega \varepsilon_0 \varepsilon r^3}; \\ E_{0\theta} &= -j \frac{I_0 \Delta l \sin \theta}{4\pi \omega \varepsilon_0 \varepsilon r^3}. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Отсюда следует, что поле в ближней зоне имеет реактивный характер, так как составляющие \vec{E} и \vec{H} сдвинуты по фазе на $\pi/2$, амплитуда поля быстро затухает при удалении от излучателя. Волновое сопротивление пространства вблизи от излучателя велико, но быстро уменьшается при удалении от него. Это свойство поля существенно для задач экранирования электромагнитных полей, поле вблизи от электрического излучателя легко экранируется любым проводящим экраном. Реактивный характер поля, связанный с реактивным энергообменом между электромагнитным полем и сторонним током, протекающим по излучателю, позволяет сделать заключение о существенном влиянии посторонних предметов, вносимых в ближнюю зону на величину тока на излучателе, а значит и на характеристики излучателя. Ближнюю и промежуточную зоны часто объединяют и называют зоной ближнего реактивного поля.

В дальней зоне излучателя в выражениях (7.3), (7.4) $kr = \frac{2\pi}{\lambda} r \gg 1$, поэтому превалировать будут члены с наименьшими степенями kr в знаменателях. Поле будет иметь вид

$$\begin{aligned} H_{\phi} &= j \frac{k I_0 \Delta l}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta, \\ E_{\theta} &= j \frac{k I_0 \Delta l}{4\pi} W_0 \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Поле в дальней зоне имеет характер расходящейся сферической волны, амплитуда которой зависит от угловых координат. Волна является поперечной и линейно – поляризованной, плоскость поляризации проходит

через ось элементарного электрического излучателя. Волновое сопротивление пространства для поля одинаково на любом удалении от излучателя и равно волновому сопротивлению для плоской волны. Начальная фаза поля в момент излучения сдвинется по фазе на $\pi/2$ относительно фазы стороннего тока.

К элементарному излучателю, как к элементарной антенне, применимы определения из теории антенн. Рассмотрим основные из них.

Абсолютной объемной характеристикой направленности $F_a(\theta, \phi)$ излучателя является зависимость амплитуды излучаемого поля от угловых координат, определяемая в дальней зоне при фиксированном расстоянии от излучателя, то есть

$$F_a(\theta, \phi) = |E_\theta|_{r=\text{const}} \quad r \gg \lambda \quad (7.7)$$

Абсолютная объемная характеристика зависит от ряда параметров: от величины тока на излучателе, от его длины и расстояния на котором она определяется. Для исключения этих параметров вводится второе понятие.

Относительной или нормированной объемной характеристикой направленности $F(\theta, \phi)$ излучателя является отношение абсолютной объемной характеристики направленности к ее максимальному значению, то есть

$$F(\theta, \phi) = F_a(\theta, \phi) / F_{a\text{max}} \quad (7.8)$$

Относительная объемная характеристика направленности элементарного электрического излучателя имеет вид пространственного тора, ось которого совпадает с направлением тока на излучателе. Для удобства изображения $F(\theta, \phi)$ на плоскости вводят понятие плоских характеристик направленности.

Плоская нормированная характеристика направленности это сечение объемной нормированной характеристики направленности плоскостью, проходящей через начало координат и максимальное значение объемной характеристики направленности. Плоских характеристик направленности может быть множество. Обычно на практике применяют два сечения, сечение в плоскости вектора \vec{E} - F_E , сечение в плоскости вектора \vec{H} - F_H излучаемого поля. Графическое изображение плоских нормированных характеристик направленности называют диаграммами направленности излучателя. Очевидно для элементарного электрического излучателя

$$F_E(\theta) = F(\theta, \phi)|_{\phi=0} = |\sin \theta|; F_H(\phi) = F(\theta, \phi)|_{\theta=\frac{\pi}{2}} = 1. \quad (7.9)$$

7.2 Поля элементарного магнитного излучателя и элементарного излучателя Гюйгенса

Под элементарным магнитным излучателем понимают дифференциально малый объем, вдоль которого протекает сторонний магнитный ток. Определения элементарного магнитного излучателя и

элементарного электрического излучателя различаются только характером тока. Поэтому все выкладки для определения поля можно проделать в последовательности, аналогичной использованной в предыдущем разделе. Но вместо этого можно сразу преобразовать выражения (7.3), (7.4), используя принцип перестановочной двойственности системы уравнений Максвелла, рассмотренный в подразделе 3.2. В результате для поля элементарного магнитного излучателя получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned}\vec{E}_0 &= \frac{I_0 \Delta l k}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \left(j + \frac{1}{kr} \right) \sin \theta \cdot \vec{\varphi}_0, \\ \vec{H}_0 &= -\frac{I_0 \Delta l k^2}{4\pi \omega \mu_0 \mu} \frac{e^{-jkr}}{r} \left[\left(j + \frac{1}{kr} - \frac{j}{(kr)^2} \right) \sin \theta \cdot \vec{\theta}_0 + \right. \\ &\quad \left. + 2 \left(\frac{1}{kr} - \frac{j}{(kr)^2} \right) \cos \theta \cdot \vec{r}_0 \right].\end{aligned}\quad (7.10)$$

В ближней зоне при $r \ll \lambda$ поле элементарного магнитного излучателя имеет вид

$$\begin{aligned}E_{0\varphi} &= \frac{I_0 \Delta l \sin \theta}{4\pi r^2}; \\ H_{0r} &= j \frac{I_0 \Delta l \cos \theta}{2\pi \omega \mu_0 \mu r^3}; \\ H_{0\theta} &= j \frac{I_0 \Delta l \sin \theta}{4\pi \omega \varepsilon_0 \varepsilon r^3}.\end{aligned}\quad (7.11)$$

В ближней зоне поле элементарного магнитного излучателя имеет реактивный характер, быстро уменьшается при увеличении расстояния. Волновое сопротивление среды вблизи от излучателя стремится к нулю, но быстро увеличивается, при удалении от излучателя. Это приводит к тому, что вблизи от элементарного магнитного излучателя нельзя использовать в качестве экранов проводящие экраны, материал экрана должен быть ферромагнетиком с большим значением μ .

В дальней зоне при $r \gg \lambda$ поле элементарного магнитного излучателя имеет вид

$$\begin{aligned}E_\phi &= j \frac{I_0 \Delta l k}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta, \\ H_\theta &= j \frac{I_0 \Delta l k}{4\pi} \frac{1}{W_0} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta.\end{aligned}\quad (7.12)$$

Поле элементарного магнитного излучателя в дальней зоне имеет характер расходящейся линейно – поляризованной сферической волны, амплитуда которой зависит от угловых координат. Плоскость поляризации поля проходит перпендикулярно оси магнитного излучателя, что отличается

от ориентации плоскости поляризации элементарного электрического излучателя. Диаграммы направленности в плоскостях векторов \vec{E} и \vec{H} у элементарных электрического и магнитного излучателей также не совпадают, хотя объемная характеристика направленности имеет одинаковый вид

Рассмотрим понятие элементарного излучателя Гюйгенса применительно к электродинамике.

Понятие элементарных излучателей введено в физику Гюйгенсом для описания процесса распространения волнового фронта. Понятие волнового фронта отличается от понятия фазового фронта волны, хотя их форма совпадает. Волновой фронт представляет геометрическое место точек поверхности, разделяющей часть пространства, в которой уже существуют волновые колебания и остальную часть пространства, в которой колебания еще отсутствуют. Согласно гипотезе Гюйгенса, если известно, положение волнового фронта для некоторого момента времени, то положение волнового фронта через малый интервал Δt можно представить как огибающую поверхность волновых фронтов точечных элементарных источников сферических волн, излучаемых в сторону распространения исходного волнового фронта.

В электродинамике элементарными источниками излучения являются токи, протекающие в дифференциально малых областях. Для того чтобы токи излучали волну только вперед, в направлении распространения волнового фронта, необходимо, чтобы они протекали по идеально-проводящей поверхности. Распространяющаяся электромагнитная волна является поперечной и амплитуды векторов поля связаны через волновое сопротивление пространства. Поэтому и на исходном волновом фронте существуют поперечные вектора \vec{E} и \vec{H} , величины которых связаны через волновое сопротивление W_0 . Токи, протекающие по «идеально-проводящей поверхности» исходного волнового фронта можно связать с векторами \vec{E} и \vec{H} , используя граничные условия на поверхности идеального проводника.

$$H_\tau = J_\vartheta, \quad E_\tau = -J_M.$$

Тогда под элементарным излучателем Гюйгенса можно понимать дифференциально малую идеально проводящую площадку, по одной стороне которой протекают взаимно перпендикулярные электрический и магнитный токи, амплитуды которых связаны через волновое сопротивление среды. Если ввести декартовы и сферические координаты с единым центром, так же как это сделано предыдущем разделе, разместить излучатель Гюйгенса в начале координат в плоскости XOY , и считать, что вектор плотности поверхностного электрического тока \vec{J}_ϑ направлен по оси X , а магнитного тока \vec{J}_M – по оси Y , причем $J_M/J_\vartheta = W_0$, то выражения для электрического поля элементарного излучателя Гюйгенса в дальней зоне можно получить в виде

$$\begin{aligned}
 E_{\phi} &= -\frac{jW_0 J_{0M} \Delta S}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \phi (1 + \cos \theta), \\
 E_{\theta} &= \frac{jW_0 J_{0M} \Delta S}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \cos \phi (1 + \cos \theta).
 \end{aligned}
 \tag{7.13}$$

где $\Delta S = \Delta X \cdot \Delta Y$ – площадь элементарного излучателя Гюйгенса.

Поле имеет характер расходящейся линейно-поляризованной сферической волны, амплитуда которой зависит от угловых координат.

Диаграммы направленности в плоскостях $\phi = 0$; $\phi = \frac{\pi}{2}$ имеют вид кардиоиды, максимум которой направлен перпендикулярно плоскости излучателя Гюйгенса.

Полученные выражения (7.6), (7.12) и (7.13) часто используются в теории антенн, при определении поля излучения. Любую реальную антенну можно представить в виде суперпозиции трех рассмотренных видов элементарных излучателей. Проволочные или вибраторные антенны представляются в виде суперпозиции элементарных электрических излучателей, щелевые антенны представляются суперпозицией элементарных магнитных излучателей, антенны, имеющие вид поверхностей, обтекаемых током, представляются суперпозицией элементарных излучателей Гюйгенса.