

УДК 621.396.67

Ю.И. Буянов

Электродинамика ближней зоны короткого диполя

Рассмотрены физические процессы в ближней зоне короткого диполя. С использованием понятия линий токов смещения, подчиняющихся закону Ампера, предложена трактовка, объясняющая процесс формирования свободных волн.

Ключевые слова: короткий диполь, силовая линия, ток смещения, сила Ампера.

Возможность передачи электромагнитной энергии в пространстве без проводов следует из результатов исследований М. Фарадея и Д.К. Максвелла, согласно которым электрическая энергия может циркулировать в свободном пространстве и диэлектриках в виде тока смещения. При этом в отношении образования магнитного поля ток смещения обладает теми же физическими свойствами, что и ток проводимости. Г. Герц своими опытами доказал существование токов смещения и возможность излучения энергии в виде электромагнитных волн. Для объяснения процесса излучения он строил картину распределения силовых линий электрического поля вокруг короткого диполя в разные моменты времени.

В сферической системе координат уравнение электрических силовых линий диполя, ориентированного вдоль оси z , имеет вид

$$\frac{dr}{rd\theta} = \frac{E_r}{E_\theta}.$$

Для элементарного диполя мгновенные значения поля определяются выражениями:

$$E_r = \frac{2\rho P_d \cos\theta}{4\pi kr^3} (\sin\Phi + kr \cos\Phi),$$

$$E_\theta = \frac{\rho P_d \cos\theta}{4\pi kr^3} (\sin\Phi + kr \cos\Phi - k^2 r^2 \sin\Phi),$$

где P_d – электрический момент диполя; ρ – волновое сопротивление среды; $\Phi = (\omega t - kr)$; ω – частота; $k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}$ – волновое число. В этом случае уравнение произвольной силовой линии можно записать в виде

$$k r \sin^2\theta (\sin\Phi + k r \cos\Phi) = \text{const.}$$

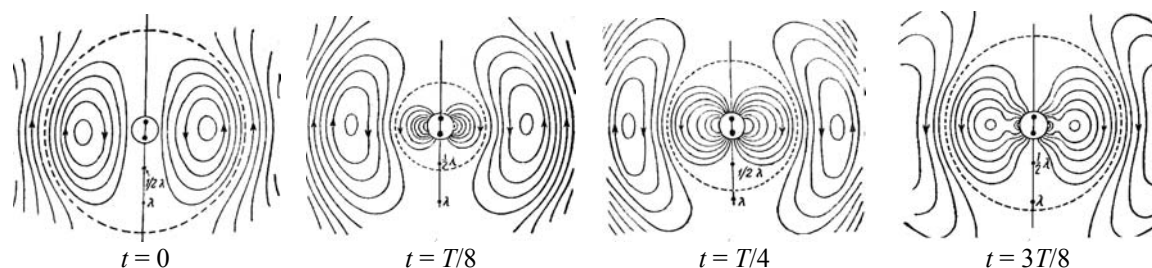


Рис. 1. Электрические силовые линии вокруг элементарного диполя

На рис. 1 приведены распределения электрических силовых линий вокруг элементарного диполя с гармоническим током в различные моменты времени.

В начальный момент времени ($t = 0$), когда нет зарядов на плечах диполя, электрическое поле отсутствует. В моменты времени $t = T/8$ и $t = T/4$ (T – период колебаний) на плечах диполя появляются разноименные заряды и возникают силовые линии, замкнутые на диполь. В момент времени $t = 3T/8$ начинается возникновение замкнутых силовых линий, которые удаляются от диполя. При $t = T/2$ ток снова достигает нулевого значения и в электрическом поле отсутствуют силовые линии, замкнутые на диполь. Однако некоторые из возникших в предыдущий отрезок времени силовых линий не исчезают, а образуют систему замкнутых силовых линий. Удаляющимся от диполя замкнутым электрическим силовым линиям соответствует электромагнитная энергия, не связанная с ди-

полем, т.е. излученная энергия. Часть линий, замкнутых на диполь, возвращается к диполю. Этим силовым линиям соответствует реактивная энергия, связанная с диполем и не излучаемая в пространство. Чем больше силовых линий, замкнутых сами на себя, по сравнению с силовыми линиями, связанными с диполем, тем эффективнее излучение электромагнитной энергии. Обычно для выявления факторов, влияющих на эффективность излучения, исследуются энергетические процессы, происходящие в ближней зоне излучателя [1, 2]. Целью данной работы является анализ динамики электромагнитного поля и выявление причин, заставляющих электрические силовые линии замыкаться самих на себя и образовывать свободную волну.

Согласно первому уравнению Максвелла, обобщающему закон полного тока [3], ток проводимости и ток смещения совершенно равноправны

$$\int_L \mathbf{H} \mathbf{n} ds = I_{\text{см}} + I_{\text{пр}},$$

где \mathbf{H} – вектор напряженности магнитного поля, ds – элемент поверхности, \mathbf{n} – нормаль к элементу поверхности, $I_{\text{см}}$ – ток смещения и $I_{\text{пр}}$ – ток проводимости, пронизывающие замкнутый контур L . Известно также, что на элементарный отрезок тока проводимости $I_{\text{пр}} d\mathbf{l}$, находящийся в стороннем магнитном поле, действует сила Ампера [4]:

$$d\mathbf{F} = I_{\text{пр}} [d\mathbf{l}, \mathbf{B}],$$

где $d\mathbf{l}$ – векторный элемент длины, \mathbf{B} – вектор магнитной индукции.

В соответствии с предположением Максвелла объемная плотность тока смещения

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t},$$

где \mathbf{D} – вектор электрической индукции, следовательно,

$$I_{\text{см}} = \int \mathbf{j}_{\text{см}} \mathbf{n} ds = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \mathbf{n} ds,$$

Если рассматривать силовую линию как трубку тока смещения с поперечным сечением ds , и полагать, что ток смещения подчиняется тем же физическим законам, что и ток проводимости, то на элементарный участок силовой линии $d\mathbf{l}$, находящейся в магнитном поле диполя, или других силовых линий, действует сила

$$d\mathbf{F}_{\text{см}} = I_{\text{см}} [d\mathbf{l}, \mathbf{B}] = \left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \mathbf{B} \right] dv,$$

где dv – элемент объема. Переходя к объемной плотности силы Ампера, получаем:

$$\mathbf{f}_{\text{см}} = \frac{d\mathbf{F}}{dv} = \left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \mathbf{B} \right].$$

В сферической системе координат для элементарного диполя с моментом тока P_d , расположенного в свободном пространстве и ориентированного вдоль оси z , имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_r}{\partial t} &= \frac{2\omega\epsilon\rho P_d \cos\theta}{4\pi kr^3} (\cos\Phi - kr \sin\Phi), \\ \frac{\partial D_\theta}{\partial t} &= \frac{\omega\epsilon\rho P_d \sin\theta}{4\pi kr^3} (\cos\Phi - kr \sin\Phi - k^2 r^2 \cos\Phi), \\ V_\Phi &= \frac{\mu P_d \sin\theta}{4\pi kr^2} (\cos\Phi - kr \sin\Phi). \end{aligned}$$

В этом случае сила, действующая на элемент тока смещения, имеет две компоненты:

$$\begin{aligned} f_\theta &= \frac{\rho\sqrt{\epsilon\mu} P_d \sin 2\theta}{16\pi^2 r^5} (\cos\Phi - kr \sin\Phi)^2, \\ f_r &= \frac{\rho\sqrt{\epsilon\mu} P_d \sin^2 \theta}{16\pi^2 r^5} \left(\cos^2 \Phi - k^2 r^2 \cos 2\Phi - kr \left(1 - \frac{k^2 r^2}{2} \right) \sin 2\Phi \right). \end{aligned}$$

В начале периода силовые линии замкнуты на диполь, f_r положительна, вследствие чего линии тока смещения растягиваются. А f_θ на плечах диполя имеет разный знак и направлена к плоскости симметрии диполя, но еще слишком мала и почти не влияет на силовые линии. Будем считать силу положительной, если ее направление совпадает с внешней нормалью к силовой линии, и отрицательной, если ее направление противоположно.

К моменту времени $t = T/4$ f_r уже растянула линии тока смещения и начинает убывать. В этот момент f_θ достигает максимального значения, и вблизи диполя (на расстоянии приблизительно $\lambda/6$) настолько велика, что линии тока смещения стягиваются к друг к другу, пока не пересекутся. В этот момент образуются две части, одна отдалится от диполя, это видно из равномерного отдаления графика силы, принимающего гармонический характер в дальней зоне, а другая за счет того, что вблизи диполя f_r в момент времени $t = 3T/8$ меняет направление, возвращается к диполю.

На рис. 3 показано поведение одной из силовых линий и распределение вдоль неё сил Ампера в различные моменты времени. В начале периода ($0 > t > T/4$) силовые линии замкнуты на диполь, f_r и f_θ положительны, вследствие чего силовые линии расширяются. В момент $t \approx 3T/8$ на расстоянии от диполя $kr \approx 1$ меняется направление f_θ и f_r . В этом месте линия начинает сужаться и в конце концов замыкается сама на себя. Поскольку при $\theta = \pi/2$ компонента $f_\theta \rightarrow 0$, а f_r имеет максимальное значение, силовая линия разделяется на две части: одна часть остается замкнутой на диполь и начинает возвращаться к диполю. Вторая часть, замкнутая сама на себя, удаляется от диполя, при этом f_θ остается положительной, а f_r положительна на дальнем от диполя участке силовой линии и отрицательна на участке, ближнем к диполю, в результате чего оба участка удаляются от диполя, что соответствует излучению энергии поля, связанного с силовой линией, т.е. формированию свободной электромагнитной волны.

Таким образом, предположение о том, что токи смещения подчиняются тем же физическим законам, что и токи проводимости, и представление силовой линии электрического поля в виде тонкой трубки тока смещения, позволяют объяснить поведение силовых линий вблизи излучателя и более четко представить процесс излучения электромагнитных волн.

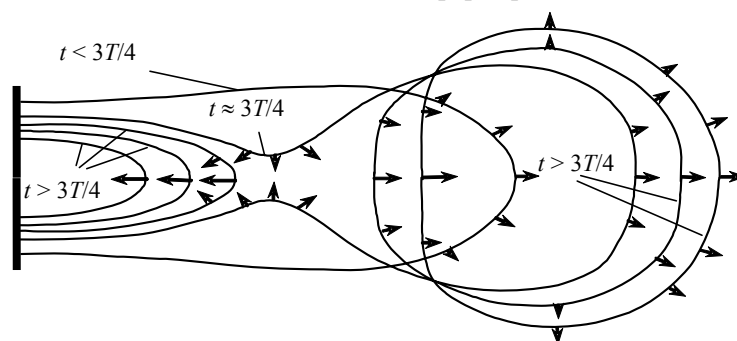


Рис. 2. Распределение сил Ампера вдоль силовой линии

Работа выполнена при частичной поддержке Программы повышения конкурентоспособности Томского государственного университета.

Литература

1. Беличенко В.П. Электрически малые антенны: проблемы, сомнения, новые результаты / В.П. Беличенко, А.С. Запасной // Доклады ТУСУРа. – 2011. – № 2(24), ч. 1. – С. 186–189.
2. Беличенко В.П. Конкурирующие интерференционные потоки энергии в комбинированных антеннах и их влияние на полосу пропускания и мощность излучения / В.П. Беличенко, В.П. Якубов, А.С. Запасной // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53, № 9/2. – С. 110–111.
3. Якубов В.П. Электродинамика: учеб. пособие. – Томск: Изд-во НТЛ, 2006. – 148 с.
4. Лавров В. М. Теория электромагнитного поля и основы распространения радиоволн. – М.: Связь, 1964. – 368 с.

Буянов Юрий Иннокентьевич

Канд. физ.-мат. наук, доцент каф. радиофизики
Национального исследовательского Томского государственного университета
Тел.: (382-2) 41-25-83
Эл. почта: yurbuy@yandex.ru

Buyanov Yu.I.

Electrodynamics of near field zone of a short dipole

The paper describes the physical processes in the near-field of a short dipole. We propose explanation of the free wave formation using the concept of displacement of current lines under Ampere's Law.

Keywords: short dipole, power line, displacement current, Ampere force.