УДК 621.396.67

АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ ИЗЛУЧАЕМОГО ИМПУЛЬСНОГО ПОЛЯ ОТ РАССТОЯНИЯ

В.В. Крымский, М.Г. Вахитов, М.Ю. Сартасова

В настоящее время повысился интерес к использованию в радиолокации сверхкоротких видеоимпульсных сигналов. Это приводит к значительным изменениям в аппаратуре РЛС. Особенно изменяется теория и конструкция антенн.

Рассматриваются вопросы расчета поля излучения антенн, излучающих импульсные поля. Вначале проводится анализ математических и физических принципов, которые описывают поля излучения антенн на разных расстояниях при синусоидальных сигналах. Приведены результаты для импульсных полей.

Отмечена новая особенность в поле излучения импульсных сигналов: зависимость формы импульса от направления излучения.

Предлагается новый принцип оценки расстояния до дальней зоны излучения различных излучателей в виде зоны формирования импульса поля.

Ключевые слова: антенна, поле, импульс, зона излучения.

Зоны излучения для излучателей синусоидальных волн

Анализ зависимости поля от расстояния восходит к работам по дифракции света [1]. Было введено понятие двух зон для дифрагирующего поля. Зоной Френеля называют зону, расположенную от дифрагирующего объекта размером D на расстоянии

$$R < \frac{4D^2}{\lambda}. \tag{1}$$

На больших расстояниях считают, что расположена зона Фраунгофера. Иногда зоны Френеля и Фраунгофера называют соответственно ближней и дальней зонами дифракции или ближней и волновой зонами. Позднее эти понятия были перенесены и в процесс излучения электромагнитных волн. Остановимся вначале на математическом аспекте понятия зон излучения для синусоидальной зависимости тока от времени [2].

Рассматривается излучающая система, занимающая объем V с током $\vec{I}$. Векторный потенциал определяется выражением

$$\vec{A}(x,y,z) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \vec{I}(x',y',z')\frac{e^{-ikr}}{r}dV, \tag{2}$$

где r – расстояние между точкой наблюдения p(x, y, z) и точкой интегрирования $q(x',y',z')$. Расстояние r представляется в виде

$$r = \sqrt{R^2 + (R')^2 - 2RR'\cos\alpha}, \tag{3}$$

где r – расстояние между центром системы координат O и точкой p, R' – расстояние между точкой O и точкой q, α – угол между направлениями Oq и Op. Для приближения квадратного корня используется разложение в ряд по степеням R'/R:

$$r \cong R[1 - \frac{R'}{R}\cos\alpha + \frac{(R')^2}{2R^2}(1-\cos^2\alpha) + \frac{(R')^2}{2R^2}\cos\alpha(1-\cos^2\alpha) + ...]. \tag{4}$$

Область дальней зоны определяют двумя условиями:

1) в знаменателе подынтегрального выражения (2) полагают r = R, и тогда множитель 1/R выходит из-под интеграла, так как R не изменяется;

2) в показателе экспоненты полагают:

$r = R - R'\cos\alpha$,

т. е. учитывают только два первых члена ряда, и тогда множитель e^{-ikR} также выходит из-под знака интеграла.

При сделанных предположениях в расчетах возникают ошибки двух видов – по амплитуде, которая связана с первым условием, и по фазе, которая связана со вторым. Итак, в данном случае ошибка по амплитуде имеет порядок R'/R, а ошибка по фазе определяется третьим членом ряда (4) и равна $k(R')^2 \sin^2 \alpha / 2R$. Далее полагают, что максимальное значение R' равно примерно половине диаметра излучающей системы D. Тогда максимальная фазовая ошибка равна $kD^2 / 8R$. Сравнивая это значение с периодом колебаний 2π, полагают абсолютную ошибку равной $\pi / 8$, т. е:

$$\frac{kD^2}{8R} = \frac{\pi}{8}. \tag{5}$$

А для границы дальней зоны получается выражение

$$R > \frac{2D^2}{\lambda}. \tag{6}$$

Выражение (6) принимается за границу дальней зоны не только по потенциалу, но и по полям E и H, так как при выполнении дифференцирования отбрасываются члены с зависимостью $1/R^2$, $1/R^3$ и т. д. Заметим, что выражение для границы зоны дифракции Френеля (1) получается аналогично, если положить абсолютную ошибку в правой части выражения (5) равной $\pi / 4$.

Промежуточную область излучения определяют следующими приближениями:

1) в знаменателе выражения (2) полагают r = R;

2) в показателе степени учитывают три члена ряда, т. е. полагают

$r = R - R' \cos \alpha + (R')^2 (1 - \cos^2 \alpha) / 2R$;

3) при выполнении операций дифференцирования в выражениях для E и H отбрасываются члены с зависимостью $1/R^2$, $1/R^3$ и т. д.

Для границ промежуточной зоны величину R определяют выражением

$$\frac{D}{4} + \frac{D}{2}\left(\frac{D}{\lambda}\right)^{\frac{1}{3}} \le R \le \frac{2D^2}{\lambda}. \tag{7}$$

Слагаемое D/4 учитывает амплитудную ошибку при замене 1/r на 1/R в знаменателе и существенно для малых антенн.

Границу ближней зоны определяют выражением

$$R \le \frac{D}{4} + \frac{D}{2}\left(\frac{D}{\lambda}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{8}$$

а для расчета потенциала и полей рекомендуют использовать точные формулы.

Итак, введение понятий зоны излучения здесь носит чисто математический характер и связано с приближенным вычислением расстояния между точкой наблюдения при расчете потенциалов, а также с вычислением производных при расчете полей.

Для самого простого излучателя – диполя Герца – при синусоидальном возбуждении для составляющих полей E и H в работе [3] приведены выражения:

$$E_R = \frac{I l z_0}{2\pi} \cos\theta \frac{e^{-ikR}}{R^2} \left(1 + \frac{1}{ikR}\right);$$

$$E_\theta = \frac{i I l z_0}{4\pi} \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R^2} \left(1 + \frac{1}{ikR} - \frac{1}{k^2 R^2}\right); \quad E_\varphi = 0;$$

$$H_\varphi = \frac{i k I l}{4\pi} \sin\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \left(1 + \frac{1}{ikR}\right).$$

Понятие ближней зоны вводится из условия $R \ll \frac{\lambda}{2\pi}$, при этом в выражении для H_φ преобладает слагаемое, пропорциональное $1/R^2$, а в выражениях для E_R и E_θ – слагаемые, пропорциональные $1/R^3$.

Промежуточную зону определяют из условия, что модули всех слагаемых имеют примерно одинаковую величину. И, наконец, дальнюю зону определяют из условия $R \gg \frac{\lambda}{2\pi}$ и учитывают только слагаемые, пропорциональные 1/R. Сравнение с предыдущим способом введения понятия зон излучения показывает некоторые отличия. Здесь идет сравнение величин слагаемых, поразному зависящих от расстояния, а там используются различные приближения для вычисления интеграла.

Зоны излучения для излучателей импульсных полей

Теперь проследим за этими понятиями в случае несинусоидальных токов. Для этого обратимся к работам Х. Хармута [4–6]. При анализе поля излучения диполя Герца в выражении для векторного потенциала также вводится приближение для расчета расстояния, и оставляются члены пропорциональные 1/R. Для векторного потенциала $\vec{A}$ получено выражение

$$\vec{A}(\vec{r},t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{R}\vec{l}(t-\frac{R}{c}) + O(\frac{1}{R})^2, \tag{9}$$

где l – длина диполя.

После взятия операции rot для поля H получено выражение

$$\vec{H}(\vec{R},t) = \frac{l}{4\pi c}(\frac{1}{R}\frac{dI}{dt} + \frac{c}{R^2}I)\frac{\vec{l} \times \vec{R}}{l R}, \tag{10}$$

где уже появилась компонента поля, которая зависит от R как $1/R^2$. Характерным в этом выражении является то, что с компонентой поля, зависящей как 1/R, связана производная тока по времени, а с компонентой $1/R^2$ – сам ток.

Далее для поля E получено выражение

$$\vec{E}(R,t) = \frac{\mu_0}{4\pi} l[\frac{1}{R}\frac{dI}{dt}\frac{\vec{R} \times \vec{l} \times \vec{R}}{l R^2} + (\frac{c}{R^2}I + \frac{c^2}{R^3}\int I dt)(\frac{\vec{R} \times (\vec{l} \times \vec{R})}{l R^2} + 2\frac{(\vec{R}\,\vec{l})\vec{R}}{l R^2})]. \tag{11}$$

В этом выражении с компонентой поля, зависящей от расстояния как 1/R, также стоит производная тока, с компонентой, зависящей как $1/R^2$, стоит функция тока, а с компонентой, зависящей как $1/R^3$, стоит интеграл от тока по времени.

Границы волновой зоны Хармут определяет отдельно для поля E и для поля H путем сравнения величин слагаемых с зависимостью 1/R и с зависимостью $1/R^2$. В его первой работе было для поля E [5]:

$$R^2 >> c^2\left|\frac{\int I(t)dt}{\frac{dI(t)}{dt}}\right|, \tag{12}$$

для поля H:

$$R >> c\left|\frac{I(t)dt}{\frac{dI(t)}{dt}}\right|. \tag{13}$$

Для синусоидальной зависимости тока соотношения (12) и (13) дают одинаковый результат, который совпадает с обычным критерием $R \gg \frac{\lambda}{2\pi}$ для волновой зоны диполя Герца [3]. В своей следующей работе [6] Хармут к выражениям (12) и (13) добавляет модули векторных слагаемых, которые стоят при множителях $\int I(t)dt,\, I(t),\, \frac{dI(t)}{dt}$. В выражении для поля E появляется зависимость границы волновой зоны от угла излучения, однако порядок величины R для синусоидального тока по-прежнему равен $\frac{\lambda}{2\pi}$. Для более сложных излучателей критерия определения границ волновой зоны в работах Хармута нет.

В отечественной литературе также есть упоминание о зонах излучения при несинусоидальных токах. Так в работе Л.Г. Содина [7] предлагается использовать для апертурных антенн критерий зоны Френеля в виде

$$R < \frac{D^2}{c\tau_э}, \tag{14}$$

где $\tau_э$ – некоторая эффективная длительность импульса. Данное соотношение аналогично соотношению (6) с заменой длины волны λ на $c\tau$ и справедливо для прямоугольной формы импульса излучающего тока. Отмечено, что если импульс имеет конечную длительность фронта, то граница зоны Френеля равна:

$$R < \frac{D^2}{c\tau_ф}. \tag{15}$$

Обоснованием выбора критериев в виде соотношений (14) и (15) послужило сравнение формы и длительности излучаемого импульса поля, который представлен в виде суммы двух импульсов, один из которых излучается центром излучателя, а второй – его краем. Отмечается, что для идеального прямоугольного импульса с производной $dI/dt = \infty$ энергия в ближней зоне убывает медленнее, чем $1/R^2$. Это означает наличие составляющих поля, убывающих медленнее, чем $1/R$. Подчеркивается, что для реальных импульсов $dI/dt \neq \infty$, а скорость убывания энергии – $1/R^2$. В отличие от работ Хармута здесь отсутствует строгое математическое обоснование введения формул (14) и (15). А рассмотрение идеального прямоугольного импульса не имеет физического смысла, поскольку на его вершине $dI/dt = 0$ и излучение поля от вершины импульса отсутствует.

Физические принципы при анализе зон излучения

Теперь рассмотрим физический аспект введения и использования понятий зон излучения. Как в случае излучения волн, так и в случае их дифракции, поле от сложной системы является векторной суммой полей элементарных излучателей, независимо от расстояния между ними и точкой наблюдения. Это известный принцип суперпозиции для электромагнитных волн, который выполняется как для синусоидальных источников, так и для несинусоидальных. Рассмотрим и тот и другой случаи более подробно. При синусоидальной зависимости токов имеет место сложение большого количества элементарных волн с синусоидальной зависимостью. Амплитуда этих волн зависит от расстояния между излучателем и точкой наблюдения. На больших расстояниях от излучателя амплитуды элементарных волн отличаются между собой очень незначительно. Фазы пришедших волн зависят от конструкции излучателя и электрической разности хода отдельных волн $k \cdot \Delta R$. Частота колебаний у всех волн одинаковая. Изменение величины ΔR на длину волны λ вызывает изменение фазы волны на 2π. Суммарное поле представляет типичную интерференционную картину. В точках равенства фаз элементарных волн имеются максимумы. В точках с противоположными знаками фаз – минимумы. На малых расстояниях процесс тот же самый. Но амплитуды и направления распространения отдельных волн существенно отличаются. В результате сложения векторов в интерференционной картине при изменении ΔR не наблюдается глубоких минимумов.

При переходе к несинусоидальным токам отличие процесса излучения состоит в том, что нет периодической зависимости вектора поля от времени. Поэтому происходит простое суммирование векторов поля элементарных волн. На больших расстояниях от излучателя эти векторы имеют почти одинаковую величину и почти одинаковые направления. На малых расстояниях векторы существенно отличаются и по величине и по направлению. Можно сказать, что эффект запаздывания излучаемого поля относительно тока на малых расстояниях оказывает большее влияние, чем на больших.

Приведенные рассуждения показывают, что при любой временной зависимости токов не наблюдается физических причин возникновения составляющих поля с зависимостями от расстояния $1/R^2$, $1/R^3$ и т. д. Остается выяснить вопрос, существуют ли физически эти составляющие в полях элементарных источников. Такими элементарными источниками для линейных излучателей будут диполи Герца, а для поверхностных – элементы Гюйгенса. По физическому смыслу слагаемых в соотношениях (10) и (11) у Р. Фейнмана [8] отмечено, что слагаемое, пропорциональное $1/R$, создает поле излучения в дальней зоне, слагаемое, пропорциональное $1/R^2$, в поле E представляет статическое поле уединенного заряда с учетом запаздывания, слагаемое $1/R^3$ представляет статическое поле диполя с учетом запаздывания. Слагаемое, пропорциональное $1/R^2$, в поле H описывает поле стационарного тока с учетом запаздывания.

При синусоидальной зависимости токов эти компоненты практически очень трудно разделить. Возможность их разделения при несинусоидальных токах отмечена в работе Хармута [6], однако экспериментального подтверждения там нет.

В заключение отметим, что понятие ближней и дальней зон излучения при несинусоидальных зависимостях токов не может быть строго определено исходя из каких-либо физических свойств или математических соотношений. Возможно, что такое определение необходимо делать отдельно для каждого излучателя.

Зоны формирования импульса поля

При подведении итогов в рассуждениях о зависимости излучаемого импульсного поля от расстояния возможны два существенно разных подхода. Первый подход кратко можно сформулировать следующим образом – оставить все как есть, т. е. для элементарных излучателей использовать критерий Хармута, для линейных и поверхностных – критерии из работы Л.Г. Содина. Второй подход можно связать с попыткой разработки каких-либо новых критериев.

Вначале о первом подходе. Из формул (12) и (13) видно, что при изменении тока во время импульса будут изменяться его производная и интеграл. В некоторые моменты времени может оказаться $dI/dt = 0$, и тогда граница волновой зоны уходит на бесконечность. В другие моменты времени может оказаться, что $I(t) = 0$ или $\int I(t)dt = 0$ и тогда граница волновой зоны начинается прямо у излучателя. Зависимость границы зоны от времени, а также ее зависимость от вида поля E или H позволяет сделать вывод, что критерий Хармута не универсален.

По формулам (14) и (15) для критерия Содина можно заметить следующее. Во-первых, к формуле (14) не дается определения что такое «эффективная длительность импульса». Используют понятия длительность импульса на нулевом уровне, длительность импульса на уровне 0,1 от амплитуды, длительность импульса на уровне 0,5 амплитуды. Заметим, что сама идея использования соотношений типа (14) и (15) не лишена физического смысла. Нужно только дать более строгое обоснование. Попробуем его провести отдельно для разных излучателей несинусоидальных волн.

В качестве исходной предпосылки возьмем принцип сравнения полей от существенно разных элементов излучателя. Будем сравнивать время прихода и величину векторов полей, создаваемых этими элементами. В качестве величины сравнения возьмем величину ΔR равную:

$$\Delta R = R_{макс} - R_{мин},$$

где $R_{макс}$ и $R_{мин}$ – расстояния до существенно разных элементов излучателя. Сравним эту величину с пространственной длительностью импульса, т. е. поставим условие:

$$c\tau_и \gg \Delta R. \tag{16}$$

В этом условии одновременно учтены два требования на малое отличие величин векторов поля и на малое отличие времени прихода полей от существенно разных элементов излучателя.

Для элементарных источников существенно разными элементами могут быть либо две крайние точки, либо одна крайняя точка и точка на середине. Положение точки наблюдения определяет, какие точки нужно выбрать. Если точка наблюдения находится на линии перпендикулярной диполю, то крайние точки создают одинаковую величину полей, которые приходят одновременно. Отличаются только направления векторов полей. Крайняя и средняя точки создают поля разной величины, которые приходят в разное время. Поэтому их и нужно взять в качестве существенно разных элементов излучателя. Из прямоугольного треугольника имеем:

$$(R + \Delta R)^2 = R^2 + (l/2)^2, \tag{17}$$

где l – длина диполя. Из соотношений (16) и (17) при $\Delta R = c\tau_и/16$ можно получить формулу для расстояния до границы зоны формирования импульса поля:

$$R > \frac{2l^2}{c\tau_и}. \tag{18}$$

Этот критерий фактически совпадает с обычным «монохроматическим» критерием вида (6) с заменой λ на $c\tau_и$. Совпадение объясняется тем, что там для величины разности фаз полей, приходящих от крайних точек, взята величина $\pi/8$, что составляет 1/16 от периода.

Для линейного излучателя длиной l с равномерным по длине распределением тока расстояние до границы зоны формирования импульса поля определяется соотношением (18) независимо от соотношения $l/c\tau_и$. Для излучателя с бегущей волной тока при $l > c\tau_и$ длина излучающего участка равна:

$$l_и = K \cdot c\tau_и,$$

где K – коэффициент замедления равный: K=V/c/, где V – скорость распространения волны тока. В этом случае из соотношения (18) имеем

$$R > 2K \cdot V \cdot \tau_и. \quad (19)$$

Для поверхностных излучателей в качестве существенно разных элементов нужно взять центр и края апертуры. Если D наибольший размер апертуры, то, проводя аналогичные рассуждения для случая равномерного распределения тока по поверхности, получим

$$R > \frac{2D^2}{c\tau_и}. \quad (20)$$

Если поверхность возбуждается бегущей волной тока, то в качестве величины D следует взять наибольшую из величин $D_и$ или $D_п$, где $D_и = K \cdot c\tau_и$, т. е. как и в линейном излучателе, а $D_п$ – размер поверхности в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны тока.

Если точка наблюдения находится не на нормали к линии или поверхности излучения, то расстояние до границы зоны формирования импульса уменьшается пропорционально $\cos^2\alpha$, так как размер излучателя, перпендикулярный направлению излучения, уменьшается пропорционально $\cos\alpha$.

Таким образом, для расстояния до границы формирования импульса поля имеем общую формулу

$$R > \frac{2D^2}{c\tau_и}\cos^2\alpha, \quad (21)$$

где D – наибольший размер излучателя, α – угол между направлением на точку наблюдения и нормалью к излучателю.

Литература

1. *Матвеев, А.Н. Оптика / А.Н. Матвеев. – М.: Высш. шк., 1985. – 351 с.*
2. *Сазонов, Д.М. Антенны и устройства СВЧ / Д.М. Сазонов. – М.: Высш. шк., 1988. – 431 с.*
3. *Марков, Г.Т. Электродинамика и распространение радиоволн / Г.Т. Марков, Б.М. Петров, Г.П. Грудинская. – М.: Сов. радио, 1974. – 373 с.*
4. *Harmuth, H.F. Antennas and Waveguides for Nonsinusoidal Waves / H.F. Harmuth. – New York: Academic Press, 1984. – 276 p.*
5. *Хармут, Х.Ф. Передача информации ортогональными функциями / Х.Ф. Хармут. – М.: Связь, 1975. – 272 с.*
6. *Хармут, Х.Ф. Теория секвентного анализа / Х.Ф. Хармут. – М.: Мир, 1980. – 574 с.*
7. *Содин, Л.Г. Импульсное излучение антенн / Л.Г. Содин // Радиотехника и электроника. – 1991. – № 5 – С. 1014–1022.*
8. *Фейнман, Р. Фейнмановские лекции по физике / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1966. – Т. 6. – 343 с.*

Крымский Валерий Вадимович, д-р техн. наук, профессор кафедры электротехники и возобновляемых источников энергии, Южно-Уральский государственный университет (г. Челябинск); kvv@susu.ac.ru.

Вахитов Максим Григорьевич, канд. техн. наук, доцент кафедры конструирования и производства радиоаппаратуры, Южно-Уральский государственный университет (г. Челябинск); vakhitovmg@susu.ac.ru.

Сартасова Марина Юрьевна, старший преподаватель кафедры прикладной математики, Южно-Уральский государственный университет (г. Челябинск); sartasova@math.susu.ac.ru.

Поступила в редакцию 20 февраля 2014 г.

Bulletin of the South Ural State University
Series "Computer Technologies, Automatic Control, Radio Electronics"
2014, vol. 14, no. 2, pp. 24–30

DEPENDENCE ANALYSIS OF EMITTED IMPULSE FIELD FROM THE DISTANCE

V.V. Krymsky, *South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation, kvv@susu.ac.ru,*
M.G. Vakhitov, *South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation, vakhitovmg@susu.ac.ru,*
M.Yu. Sartasova, *South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation, sartasova@math.susu.ac.ru*

Now interest to use in radiolocation of supershort video pulse signals increased. It leads to the considerable changes in the RLS equipment. Especially the theory and construction of antennas changes.

The article deals with the calculation of the antennas radiation field emitting impulse fields. In the beginning the analysis of the mathematical and physical principles which describe radiation fields of antennas at different distances in case of sine signals is carried out. Results for impulse fields are given.

New feature in a radiation field of pulse signals is marked: dependence of a pulse shape on the radiation direction.

The new valuation principle of distance to a distant zone of radiation of different radiators in the form of a zone of formation of pulse of a field is offered.

Keywords: antenna, field, pulse, radiation zone.

References

1. Matveev A.N. *Optika* [Optics]. Moscow, High School Publ., 1985. 351 p.
2. Sazonov D.M. *Anttenny i ustroystva SVCh* [Antennas and Very High Frequencies Devices]. Moscow, High School, 1988. 431 p.
3. Markov G.T., Petrov B.M., Grudinskaya G.P. *Elektrodinamika i rasprostranenie radiovoln* [Electrodynamics and Radio Propagation]. Moscow, Sov. Radio Publ., 1974. 373 p.
4. Harmuth H.F. Antennas and Waveguides for Nonsinusoidal Waves. New York, Academic Press Publ., 1984. 276 p.
5. Kharmut Kh.F. *Peredacha informatsii ortogonalnymi funktsiyami* [Information Transfer by Orthogonal Functions]. Moscow, Svyaz Publ.,1975. 272 p.
6. Kharmut Kh.F. *Teoriya sekventnogo analiza* [Theory of the Sekventny Analysis]. Moscow, Mir Publ., 1980. 574 p.
7. Sodin L.G. [Pulse Radiation of Antennas]. *Radio engineering and electronics*, 1991, no. 5, pp. 1014–1022. (in Russ.)
8. Feynman R., Leyton R., Sends M. *Feymanovskie lektsii po fizike* [Feynman Lectures on Physics]. Moscow, Mir Publ., 1966, vol. 6. 343 p.

Received 20 February 2014