

АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ И КОНСТРУКТИВНЫМИ ОСОБЕННОСТЯМИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АНТЕННЫ ПРИ РАБОТЕ С СШП СИГНАЛАМИ

В последние десятилетия наблюдается постоянно возрастающий интерес к исследованию и использованию в задачах радиотехники сверхширокополосных сигналов (СШП). В телекоммуникационных системах этот интерес в первую очередь связан с возможностью увеличения скорости передачи информации. При разработке приёмо-передающих СШП устройств необходимо учитывать существенное изменение формы сигнала в процессе его излучения, распространения в пространстве и приёма. Так как процессы возбуждения антенны и излучения сигнала происходят при условии $L_a > ct_u$ (такое возбуждение и излучение в литературе называют нестационарным).

Рассмотрим простейшую модель излучателя СШП-сигнала на примере линейной антенны (провод). Разделим вибратор длиной L_a на элементарные излучатели, имеющие размер $\ell \ll ct_u$. Импульс тока $i(t)$ подается в начало и распространяется вдоль антенны, последовательно возбуждая элементарные излучатели. Будем считать, что первая производная от величины питающего тока по времени на участке существования возбуждающего перепада постоянна по всей длине антенны:

$$\left. \frac{di(t, z)}{dt} \right|_{z=0}^{z=L_a} = const.$$

Представим j -й элементарный излучатель в виде электрического диполя Герца. Направление и длина диполя заданы вектором $\vec{\ell}$. Момент времени, когда через диполь протекает фронт импульса $i(t)$, обозначим $t_{sj} = t - \frac{\ell_j}{V_a} - \frac{r - \ell_j \cos\theta}{c}$, где V_a – скорость распространения электромагнитного поля вдоль диполя; r – расстояние до точки наблюдения; c – скорость света; θ – угол между направлением на точку наблюдения и плоскостью излучателя; $\frac{r - \ell_j \cos\theta}{c}$ – время прохождения сигнала от j -го элемента антенны передатчика до точки в пространстве M ; $\frac{\ell_j}{V_a}$ – запаздывание сигнала в антенне.

Напряжённость электрического поля в дальней зоне, создаваемая элементом излучателя [1]:

$$\vec{E}_j = \frac{\ell}{4\pi\epsilon_0 r c^2} \left[\frac{di(t_{sj})}{dt} \right] \sin\theta, \quad (1)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Перемещаясь вдоль провода, импульс тока будет поочередно возбуждать следующие элементарные излучатели.

В общем случае для n диполей Герца

$$\vec{E} = \frac{\ell}{4\pi\epsilon_0 r c^2} \left[\sum_{k=1}^n \frac{di_k}{dt} \right] \sin\theta \frac{\vec{r}}{r}. \quad (2)$$

Перейдем от дискретного представления антенны к непрерывному, для чего устремим длину элементарного излучателя к нулю $l \rightarrow 0$, а число излучателей – к бесконечности $n \rightarrow \infty$. Тогда в (2) суммирование перейдет в интегрирование:

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = \frac{\sin\theta}{4\pi\epsilon_0rc^2} \int_0^{L_a} \frac{d}{dt} i\left(t - \frac{z}{c} - \frac{r - z\cos\theta}{c}\right) dz. \quad (3)$$

Выражение (3) описывает электрическую составляющую электромагнитного поля в дальней зоне для протяженной антенны, возбуждаемой с одного конца током произвольного вида.

Если в формулу (3) подставить функцию $i(t_s)$, изменяющуюся во времени по гармоническому закону, то получим широко известные выражения, описывающие поле осциллятора [2]. Поскольку интеграл и производная по времени от гармонической функции также является гармонической функцией с тем же периодом, форма наблюдаемых сигналов электрического диполя не отличается от формы возбуждаемого сигнала.

При возбуждении диполя током несинусоидальной формы поле на различных расстояниях от диполя будет существенно изменяться. Из (3) следует вывод: поле электрического диполя в дальней зоне пропорционально первой производной по времени от тока, возбужденного в диполе. Поэтому для того, чтобы в дальней зоне получить сигнал требуемого вида, например $f(t)$, следует возбуждать диполь током, пропорциональным $f(t)dt$.

Для гармонических колебаний учет затухания электромагнитных волн проводится путем введения в выражение для напряженности поля $E_{\Sigma}(t, \theta)$ множителя e^{-jkr} ; для сигналов произвольной формы этого сделать нельзя, т.к. понятие волнового числа k среды определено только для синусоидальных сигналов. Поэтому следует воспользоваться импульсной характеристикой среды $h_s(r, \xi)$. Для учета затухания электрической составляющей поля при распространении возбуждающего тока вдоль антенны, введем импульсную характеристику $h_a(z, u)$. Для сигнала произвольной формы

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = \frac{\sin\theta}{4\pi\epsilon_0rc^2} \int_{-\infty}^{\infty} [h_s(r, \xi)] d\xi \int_0^{L_a} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{d}{dt} i\left(t - \frac{z}{V_a} - \frac{r - z\cos\theta}{c} - u\right) h_a(z, u) \right] dudz. \quad (4)$$

При возбуждении антенны идеальным перепадом тока $l(t_s)$ выражение (4) можно упростить:

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = \frac{\sin\theta}{4\pi\epsilon_0rc^2} \int_0^{L_a} [h_s(r, \xi)] d\xi \int_0^{L_a} [h_a(z, u)] dz. \quad (5)$$

В силу того, что зависимость коэффициента затухания от частоты носит линейный характер, импульсная характеристика имеет простой вид, что значительно облегчает вычисление интегралов в выражение (5). Из сказанного выше можно сделать однозначный вывод. Форма излучаемого сигнала зависит от импульсной характеристики передающей антенны. Так как существуют способы изменения характеристик антенн, то можно получить сигнал необходимой формы. Наибольшее распространение в настоящее время получили способы, заключающиеся во включении в антенну резистивных и индуктивных нагрузок, что позволяет уменьшить переотражение в антенне.

Для получения относительно простой физической картины процессов, происходящих в антенне, введем некоторые упрощения, которые не изменят конечного результата, совпадающего с выводами строгой теории. Пренебрежем потерями в проводе антенны, а также будем считать, что в проводе нет замедления и $V_a = c$. Положим также, что импульсы тока не отражаются от конца антенны, а переходят (излучаются) полностью в окружающее пространство. Такой излучатель будем называть согласованным.

Поле, определяемое выражением (3), формируется с учетом запаздывания импульса токов в проводе и импульса поля в пространстве. В круглых скобках показано текущее время с учетом этого запаздывания. Взяв производную этого времени по dz , получим возможность произвести в (3) замену переменных [3]:

$$dt = \frac{\cos\theta - 1}{c} dz.$$

В результате получаем интеграл от производной функции по одной и той же переменной, который равен самой функции. Тогда

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = \frac{\sin\theta}{4\pi\epsilon_0rc} \frac{1}{\cos\theta - 1} \left[i \left(t - \frac{z}{c} - \frac{r - z\cos\theta}{c} \right) \right]_0^{L_a} = \\ = \frac{\sin\theta}{4\pi\epsilon_0rc} \frac{1}{\cos\theta - 1} \left[i \left(t - \frac{L_a}{c} - \frac{r - L_a\cos\theta}{c} \right) - i \left(t - \frac{r}{c} \right) \right].$$

Из этого выражения видно, что в общем случае поле антенны состоит из двух частей - положительной и отрицательной, имеющих разное время запаздывания. Форма каждой части этого поля повторяет форму возбуждающего импульса тока.

Рассмотрим на конкретном примере, как будет выглядеть форма суммарного поля антенны. Примем возбуждающий импульс тока в виде обобщенной гауссовой кривой с единичной амплитудой (рис. 1, кривая 1):

$$i(t) = \frac{1}{1 - \alpha} \left(\exp \left(-\pi \left[\frac{t}{\tau_u} \right]^2 \right) \right) - \alpha \exp \left(-\pi \left[\frac{\alpha t}{\tau_u} \right]^2 \right), \quad (5)$$

где τ_u - длительность импульса по уровню 0.5.

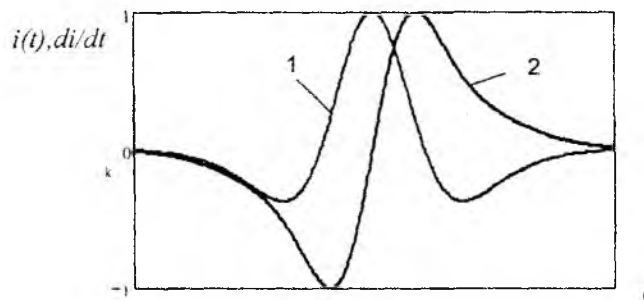


Рис. 1

Производная этого импульса представляет собой симметричный дупольный импульс (рис. 1, кривая 2). Подставив (5) в (4), получим

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = \frac{\sin\theta}{4\pi\epsilon_0rc} \frac{1}{(\cos\theta - 1)(1 - \alpha)} \left[\exp \left(-\pi \left[\frac{t - \frac{L_a}{c} - \frac{r - L_a\cos\theta}{c}}{\tau_u} \right]^2 \right) - \right. \\ \left. - \alpha \exp \left(-\pi \left[\frac{\alpha \left(t - \frac{L_a}{c} - \frac{r - L_a\cos\theta}{c} \right)}{\tau_u} \right]^2 \right) - \exp \left(-\pi \left[\frac{t - \frac{r}{c}}{\tau_u} \right]^2 \right) + \alpha \exp \left(-\pi \left[\frac{\alpha \left(t - \frac{r}{c} \right)}{\tau_u} \right]^2 \right) \right]. \quad (6)$$

Из (6) видно, что форма суммарного поля зависит от соотношения между длиной антенны и пространственной длительностью возбуждающего импульса $\sigma\tau_u$. Эта форма будет также зависеть от угла наблюдения θ .

Импульс тока при его движении по антенне приходит в элементарные излучатели с запаздыванием. Поэтому поля, возбуждаемые этими излучателями в точке M , будут иметь сдвиг во времени. Эти поля для угла наблюдения $\theta = 90^\circ$ показаны на рис. 2, а: при $L_a = 5\sigma\tau_u$ (1), $L_a = 2\sigma\tau_u$ (2), $L_a = \sigma\tau_u$ (3), $L_a = 0.1\sigma\tau_u$ (4). Поля имеют положительные и отрицательные полуволны, площади которых равны. Поэтому при суммировании они будут частично компенсироваться. Степень этой компенсации зависит от соотношения длины антенны L_a и длительности импульса $\sigma\tau_u$. При $\sigma\tau_u \ll L_a$ единое поле излучателя $E_\Sigma(t, \tau_u, \theta)$ разделяется на два отдельных поля, одно из которых излучается в момент входа импульса тока в точку возбуждения антенны, а другое – в момент достижения этим импульсом конца антенны. Этот процесс иногда трактуют как излучение из точки возбуждения и из конца антенны. При $\sigma\tau_u \geq L_a$ компенсация практически прекращается и разделившиеся поля сливаются (рис. 2, а, линия – 3, 4). Излучает вся апертура одновременно, а форма суммарного поля приближается к форме производной импульса тока, возбуждающего антенну.

На рис. 2, б для случая $L_a = 5\sigma\tau_u$ показаны суммарные поля антенны $E_\Sigma(t, \theta)$ для разных углов наблюдения: $\theta = 10^\circ$ (1), $\theta = 30^\circ$ (2), $\theta = 60^\circ$ (3), $\theta = 90^\circ$ (4). Из рисунка видно, что при изменении угла наблюдения форма суммарного импульса поля изменяется, поскольку изменяется размер проекции антенны, наблюдаемый под данным углом.

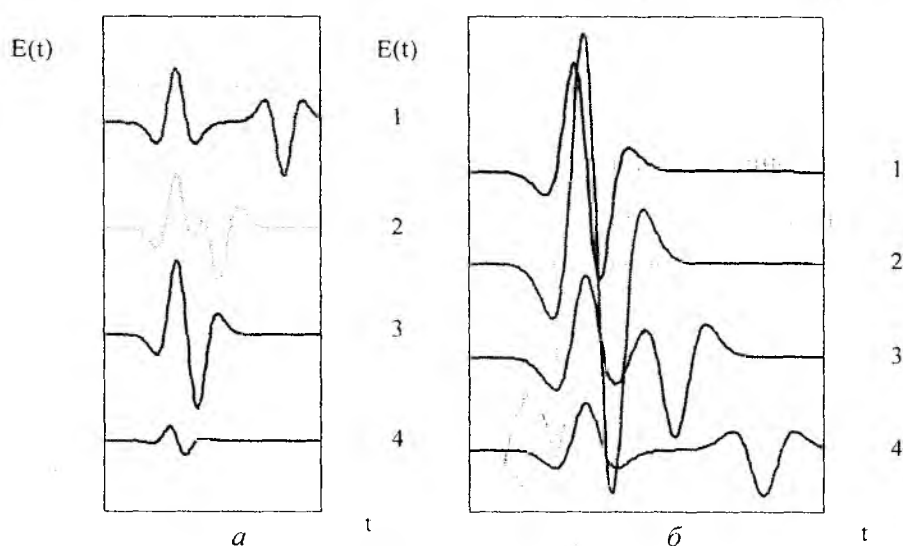


Рис. 2

Рассмотренные изменения формы сигнала при излучении одним плечом диполя носят общий характер. В зависимости от типа и конструкции антенны эти изменения могут проявляться по-разному. Чем сложнее антенна, тем сложнее форма поля излученных СШП-сигналов. Если, например, перейти от одного плеча диполя к полному диполу и учесть отражения сигнала от его концов, то картина излучаемого поля становится заметно более сложной.

Применение симметричной антенны приводит к удвоению амплитуды излучаемого сигнала. Однако в этом случае следует учитывать эффект, возникающий из-за различного пути пробега волн при расположении точки наблюдения в стороне от экваториальной плоскости антенны. Наиболее предпочтительным следует считать положение приемной и передающей антенн, при котором они размещаются перпендикулярно линии, соединяющей их центры.

Изменение формы импульса поля при изменении угла наблюдения θ (см. рис. 2, б) приводит к нестационарности во времени диаграммы направленности (ДН) по полю. Поле

$E_{\Sigma}(t, \theta)$ зависит от времени, углового направления, формы возбуждающего сигнала и длины антенны.

Эта нестационарность ДН по полю делает ее непригодной для расчета параметров радиотехнической системы, поскольку не позволяет определить такие параметры антенны, как коэффициент направленного действия, ширину луча и т.п. Поэтому для практического использования удобна энергетическая ДН.

Пространственная энергетическая ДН $W_t(\theta, \varphi)$ получается путем усреднения мощности, излучаемой в каждом угловом направлении, за время пробега импульса тока по антенне и описывает распределение плотности излучаемого потока энергии в пространстве в зависимости от углов θ и φ [4, 5].

$$W_t(\theta, \varphi) = \frac{1}{Z_0} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\Sigma}^2(t, \theta, \varphi) dt.$$

Бесконечные пределы интегрирования по времени позволяют использовать это выражение для импульсов тока любой формы и антенн любой длины.

При сравнении характеристик антенн удобно пользоваться нормированной энергетической ДН:

$$W_{tn} = \frac{W_t(\theta, \varphi)}{W_{t_{\max}}},$$

где значение ДН в направлении максимального излучения рассчитывается по формуле

$$W_{t_{\max}} = \frac{1}{Z_0} \left[\int_{-\infty}^{\infty} E_{\Sigma}^2(t, \theta, \varphi) dt \right]_{\max}.$$

На рис. 3. приведены нормированные энергетические ДН для рассмотренного ранее примера при различных значениях отношения $L_a / c\tau_u$ при $L_a = 5c\tau_u$ (1), $L_a = 2c\tau_u$ (2), $L_a = c\tau_u$ (3), $L_a = 0.1c\tau_u$ (4).

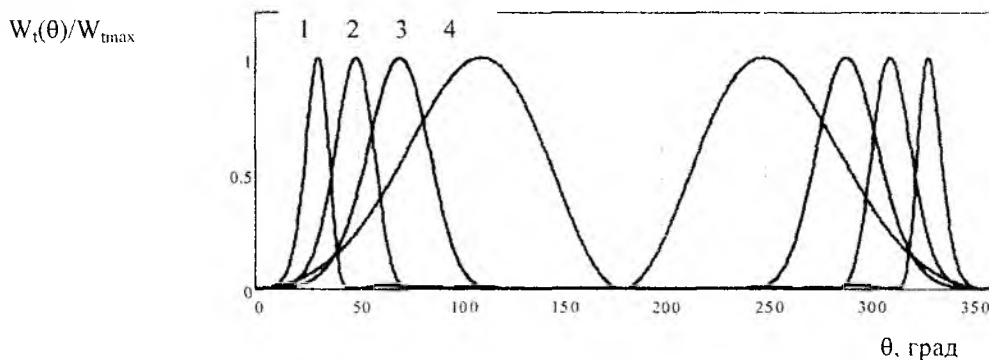


Рис. 3

При $c\tau_u > L_a$ энергетическая ДН совпадает с ДН полуволнового вибратора. При увеличении отношения $L_a / c\tau_u$ максимум ДН отклоняется от нормали. При этом максимальное значение ДН растет, а ее ширина уменьшается.

Коэффициент направленного действия (КНД) антенны, излучающей СШП-сигнал, находится как отношение плотности потока энергии исследуемой антенны в направлении макси-

мального излучения $W_{t\max}$ к плотности потока энергии эквивалентной изотропной антенны W_{t0} при одинаковой энергии, подводимой к изотропной и исследуемой антеннам:

$$D_t(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} E_{\Sigma}^2(t, \theta, \varphi) dt \right]_{\max}}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\Sigma}^2(t, \theta, \varphi) \sin\theta dt d\varphi d\theta}$$

Коэффициент полезного действия (КПД) излучателя, определяется как отношение излученной антенной энергии \mathcal{E}_t к энергии возбуждающего антенну импульса \mathcal{E}_e :

$$\eta = \frac{\mathcal{E}_t(\theta, \varphi)}{\mathcal{E}_e} = \frac{\int \int E_{\Sigma}^2(t) dt dS}{Z_0 \int a_{\text{над}}^2(t) dt},$$

где $a_e(t)$ – амплитуда возбуждающей антенну волны (нормированная к волновому сопротивлению излучателя), S – замкнутая поверхность в дальней зоне излучателя.

Форма отраженного сигнала существенно зависит от волнового сопротивления и соотношения $L_a / c\tau_u$. При малых $L_a / c\tau_u$ антенна обладает низким значением КПД, это вызвано тем, что основная доля спектральной плотности мощности импульса сосредоточена на низких частотах, где излучатель обладает плохим уровнем согласования. Увеличение $L_a / c\tau_u$ приводит к росту КПД вследствие увеличения доли энергии, попадающей в рабочую полосу частот.

Энергетический коэффициент усиления (КУ) определяет энергетическую эффективность импульсной антенны. Для импульсных излучателей он вводится по аналогии с антеннами, работающими в синусоидальном режиме, как произведение КПД на энергетический КНД.

Поляризационные свойства излучателя оцениваются по коэффициенту поляризационных потерь (КПП):

$$КПП = \frac{\mathcal{E}_{\text{кросс}}}{\mathcal{E}_{\text{изл}}} = \frac{\int \int E_{\Sigma}^2(t, \varphi) dt dS}{\int \int (E_{\Sigma}^2(t, \varphi) + E_{\Sigma}^2(t, \theta)) dt dS},$$

где $\mathcal{E}_{\text{кросс}}$ – энергия кроссполяризационного излучения антенны, $\mathcal{E}_{\text{изл}}$ – полная излученная энергия, $E_{\Sigma}(t, \varphi)$, $E_{\Sigma}(t, \theta)$ – напряженность угломестной и азимутальной составляющих электрического поля соответственно.

Выводы

1. Изменение формы излученных СШП сигналов определяется импульсной характеристикой антенны. Импульсная характеристика зависит от типа антенны, ее геометрических размеров, координат точки возбуждения антенны и свойств среды.

2. При $c\tau_u \gg L_a$ энергетическая ДН совпадает с ДН полуволнового вибратора. При увеличении отношения $L_a / c\tau_u$ максимум ДН отклоняется от нормали. При этом максимальное значение амплитуды ДН растет, а ее ширина уменьшается. Для заданной длины L_a из-

меня параметры импульса τ_u или коэффициента α , можно управлять положением максимума и шириной ДН.

3. Дипольные антенны при $\sigma u < L_a$ излучают в разных направлениях сигналы, имеющие различный профиль. Наименьшие изменения формы сигнала совпадают с максимумом диаграммы направленности. Чтобы в дальней зоне получить сигнал требуемого вида, например $f(t)$, следует возбуждать диполь током, пропорциональным $k(t)f(t)dt$, где функция $k(t)$ компенсирует влияние на сигнал импульсной характеристики радиочастотного тракта.

Список литературы: 1. Хармут Х. Ф. Теория секвентного анализа: Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 574с. 2. Марков Г.Т. Антенны. Л.: Гознергоиздат, 1960. 535с. 3. Самсонов А.В. Пространственно-временные преобразования электромагнитных сигналов. М.: МЭИ, 1997. 4. Иммореев И.Я. Сверхширокополосные радары. Особенности и возможности // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54, №1. С. 5-31. 5. Malek G. M. Hussain, Matthew J. Yedlin, "Active Array Beamforming for Ultra-Wideband Impulse Radar" // IEEE International Radar Conference RADAR 2000, Alexandria, USA, May 8-12, 2000.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.10.2009