

## Диаграммы направленности антенн при излучении и приеме коротких сигналов

И.Я. Иммореев

Московский Авиационный Институт, Научно-исследовательский центр сверхширокополосных технологий (НИЦ СШП МАИ). 107078, Москва, Новая Басманная ул., дом 16А.  
immoreev@aha.ru

*Рассматриваются особенности формирования диаграмм направленности (ДН) простых антенн в тех случаях, когда пространственная длительность сигнала становится соизмерима или меньше физических размеров излучающих и приемных антенных структур.*

### Введение

Технологические возможности современной электроники позволяют широко применять в радиотехнической аппаратуре сигналы нано- и пикосекундной длительности, увеличивающие пропускную способность радиоканала и количество информации, передаваемой по нему в единицу времени [1].

Однако уменьшение длительности сигнала  $\tau$  приводит к тому, что его пространственная протяженность  $c\tau$  ( $c$  – скорость света) становится меньше линейного размера  $L$  излучающей и/или принимающей антенной структуры<sup>1</sup>. Такое соотношение между протяженностью сигнала и размером антенны возникает в высокоинформативных радиотехнических системах, например, радиолокаторах, когда требуется получить одновременно высокое разрешение и по дальности и по угловым координатам.

Но в тех случаях, когда  $c\tau < L$  или, тем более,  $c\tau \ll L$ , в системе возникает новое важное свойство: форма сигнала<sup>2</sup> существенно изменяется в процессе его излучения и приема [2]. А изменение формы сигнала приводит к такому изменению структуры диаграмм направленности (ДН) антенн, которое не свойственно классическим узкополосным антеннам. Ниже рассмотрены особенности формирования ДН на излучение и прием в тех случаях когда возникают условия:  $c\tau < L$  или  $c\tau \ll L$ . Сигналы, удовлетворяющие этим условиям, далее в тексте называются просто короткими сигналами.

### Излучение коротких сигналов

Процессы возбуждения антенны и излучения сигнала для случая  $c\tau \ll L$  рассмотрены в ряде отечественных и зарубежных работ. Обзор этих работ приведен в [3]. В этих работах получены строгие решения внешней задачи электродинамики, позволяющие определить поле антенны в дальней зоне по заданной форме возбуждающего ее тока. Однако полученные решения достаточно громоздки и затрудняют понимание процессов, происходящих при этом в антенне.

Поэтому воспользуемся известной методикой, позволяющей разделить антенну на элементарные излучатели - диполи Герца, размеры которых позволяют считать распределение тока по их длине равномерным. Тогда поле излучающей антенны может быть получено в виде суммы полей, излучаемых этими диполями.

Для использования этого метода необходимо определить зависимость поля диполя Герца  $E(\theta, t)$  от закона изменения возбуждающего тока  $i(t)$ . В большинстве литературных источников эта зависимость определяется для гармонического закона изменения тока. Чтобы найти параметры поля при  $c\tau \ll L$ , необходимо определить зависимость этого поля от возбуждающего

---

<sup>1</sup> При использовании сигналов с внутриимпульсной модуляцией  $\tau$  определяет ширину автокорреляционной функции сигнала; в этом случае  $c\tau$  – пространственная длительность сигнала с учетом последующей согласованной обработки.

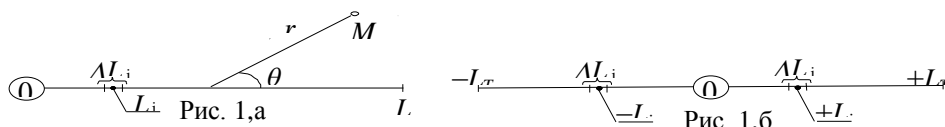
<sup>2</sup> Здесь и далее под формой сигнала понимается зависимость переносчика сигнала (напряжения, тока, электромагнитного поля и т. п.) от времени.

тока при его произвольном изменении во времени. Такая зависимость получена в [4], где электрическая составляющая поля диполя Герца<sup>3</sup> в дальней зоне описывается выражением:

$$E(\theta, t) = \frac{Z_0 \sin \theta}{4\pi cr} \cdot \frac{d}{dt} \left[ i \left( t - \frac{r}{c} \right) \right] \Delta L, \quad (1)$$

здесь:  $Z_0$  - волновое сопротивление свободного пространства;  $\theta$  - угол между осью диполя и направлением на точку наблюдения;  $\Delta L$  - длина диполя;  $r$  - расстояние до точки наблюдения.

Используя выражение (1), рассмотрим поле простейшей антенны в виде линейного излучателя длиной  $L$ , возбуждаемого с одного конца импульсным источником тока (рис. 1,а)



[5]. Разделим эту антенну на элементарные излучатели длиной  $\Delta L$ . На рисунке обозначены:  $\Delta L_j$  - j-тый элементарный излучатель;  $L_j$  - его координата. Импульс тока  $i(t)$  возникает в точке  $O$  и, распространяясь вдоль антенны, последовательно возбуждает элементарные излучатели.

При появлении импульса тока в точке  $O$  произойдет возбуждение первого элементарного излучателя и в дальней зоне возникнет поле вида [3,5,6,7]:

$$E_1(t, \theta) = \frac{Z_0 \sin \theta}{4\pi cr} \cdot \frac{d}{dt} \left[ i \left( t - \frac{L_1}{c_0} - \frac{r - L_1 \cos \theta}{c} \right) \right] \cdot \Delta L_1, \quad (2)$$

Второе слагаемое в круглых скобках определяет запаздывание сигнала в самом излучателе ( $c_0$  - скорость распространения импульса тока по излучателю), а третье - запаздывание сигнала в пространстве с учетом отклонения линии наблюдения от апертуры антенны на угол  $\theta$ .

Через время  $\Delta L/c$  импульс тока войдет во второй элементарный излучатель и возбудит его. Возникнет второе поле  $E_2(t, \theta)$ , описываемое тем же выражением (2), с заменой индекса у  $L$  и  $\Delta L$ .

Для получения достаточно простой физической картины введем некоторые упрощения, которые не изменят конечного результата, совпадающего с выводами строгой теории. Пренебрежем потерями в проводе и потерями на излучение, а также будем считать, что замедления в излучателе нет и  $c_0 = c$ . Положим также, что импульсы тока не отражаются от конца излучателя, а переходят (излучаются) полностью в окружающее пространство. Такой излучатель называется согласованным.

Тогда суммарное поле всех элементарных излучателей в дальней зоне может быть представлено в виде:

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = \frac{Z_0 \sin \theta}{4\pi cr} \cdot \sum_{j=1}^N \frac{d}{dt} \left[ i \left( t - \frac{L_j}{c} - \frac{r - L_j \cos \theta}{c} \right) \right] \cdot \Delta L_j \quad (3)$$

Устремив  $\Delta L \rightarrow 0$ , а  $N \rightarrow \infty$  перейдем от дискретного представления поля к непрерывному:

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = \frac{Z_0 \sin \theta}{4\pi cr} \cdot \int_0^L \frac{d}{dt} \left[ i \left( t - \frac{L}{c} - \frac{r - L \cos \theta}{c} \right) \right] \cdot dL \quad (4)$$

Произведя в (4) замену переменных  $dt = \frac{\cos \theta - 1}{c} dL$ , получим интеграл от производной функции по одной и той же переменной, который равен самой функции:

$$\begin{aligned} E_{\Sigma}(t, \theta) &= \frac{Z_0 \sin \theta}{4\pi r} \cdot \frac{1}{\cos \theta - 1} \left[ i \left( t - \frac{L}{c} - \frac{r - L \cos \theta}{c} \right) \right] \Bigg|_0^L = \\ &= \frac{Z_0 \sin \theta}{4\pi r} \cdot \frac{1}{\cos \theta - 1} \left[ i \left( t - \frac{L}{c} - \frac{r - L \cos \theta}{c} \right) - i \left( t - \frac{r}{c} \right) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Из (5) видно, что поле излучателя состоит из двух частей, положительной и отрицательной, каждая из которых повторяет форму возбуждающего тока. Одна часть этого поля образуется в

<sup>3</sup> Магнитная составляющая поля в дальней зоне отличается от электрической только множителем  $1/120\pi$ .

момент входа импульса тока в излучатель, а другая – в момент достижения этим импульсом конца излучателя. Этот процесс можно также представить, как излучение из точки возбуждения и из конца антенны.

Если излучатель не согласован с пространством (импульс тока отражается от конца излучателя, пробегает по излучателю в обратную сторону и поглощается в точке возбуждения), выражение для поля принимает вид:

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = A_1 \left[ i \left( t - \frac{L}{c} - \frac{r - L \cdot \cos \theta}{c} \right) - i \left( t - \frac{r}{c} \right) \right] + A_2 \left[ i \left( t - \frac{L}{c} - \frac{r - L \cdot \cos \theta}{c} \right) - i \left( t - \frac{2L}{c} - \frac{r}{c} \right) \right] \quad (6)$$

где:

$$A_1 = \frac{Z_0 \sin \theta}{4\pi r} \cdot \frac{1}{\cos \theta - 1} \quad A_2 = \frac{Z_0 \sin \theta}{4\pi r} \cdot \frac{1}{\cos \theta + 1}$$

А для симметричного вибратора, состоящего из двух излучателей (рис. 1,б) и не согласованного с пространством, выражение для поля антенны становится более сложным:

$$E_{\Sigma}(t, \theta) = A_1 \left[ i \left( t - \frac{L}{c} - \frac{r - L \cdot \cos \theta}{c} \right) - i \left( t - \frac{r}{c} \right) \right] + A_2 \left[ i \left( t - \frac{L}{c} - \frac{r - L \cdot \cos \theta}{c} \right) - i \left( t - \frac{2L}{c} - \frac{r}{c} \right) \right] + A_2 \left[ i \left( t - \frac{r}{c} \right) - i \left( t - \frac{L}{c} - \frac{r + L \cdot \cos \theta}{c} \right) \right] + A_1 \left[ i \left( t + \frac{2L}{c} - \frac{r}{c} \right) - i \left( t + \frac{3L}{c} - \frac{r + L \cdot \cos \theta}{c} \right) \right] \quad (7)$$

Во всех случаях суммарное поле состоит из отдельных полей, излучаемых из точки возбуждения и концов антенны. Форма, суммарного поля зависит от соотношения между длиной антенны  $L$  и длительностью импульса  $c\tau$ . При  $L \gg c\tau$  время задержки сигнала в проводе излучателя значительно превышает длительность импульса. В результате между двумя частями излучаемого поля образуется интервал, а поле как бы разделится на две части, соответствующие двум слагаемым. На рис. 2 приведен пример суммарного поля излучателя, наблюдаемого под разными углами  $\theta$ , при  $L=10c\tau$  и возбуждении его импульсом тока в виде гауссовой кривой с единичной амплитудой  $i(t) = \exp \left[ -4 \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 \right]$ .

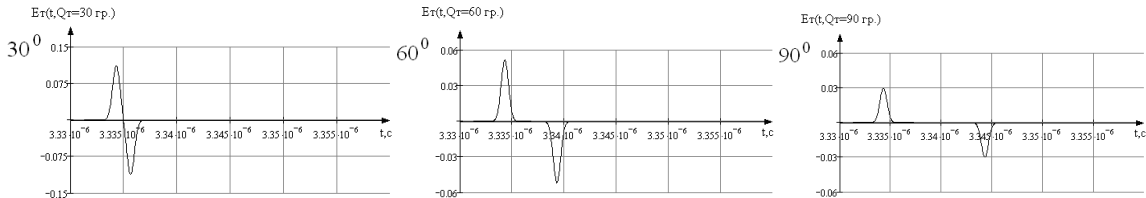


Рис. 2.

Подставляя в выражение (7) непрерывный ток вида  $i(t) = I \cos \omega t$  и полагая  $2L = \lambda/2$ , получим ДН классического полуволнового симметричного вибратора. При  $\theta = 90^\circ$  гармонические поля, излучаемые из точки возбуждения и концов вибратора, складываются синфазно, создавая максимум ДН:

$$E_{\Sigma}(t, \theta = 90^\circ) = \frac{Z_0}{4\pi r} \left[ 2 \cdot I \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) - I \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} - \frac{T}{2} \right) - I \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} + \frac{T}{2} \right) \right],$$

Здесь  $T = 2\pi/\omega$ . Очевидно, при  $\theta = 0^\circ$  поле  $E_{\Sigma}(t, \theta = 0^\circ) = 0$ . Полученные значения подтверждают достоверность используемого метода.

Анализ, приведенный в [3], показывает, что не только линейные, но и апертурные антенны, излучают точкой возбуждения и краями. Таким образом, рассмотренный метод носит универсальный характер и позволяет определить поле антенны в дальней зоне при произвольной форме возбуждающего сигнала.

Выражения (5)-(7) позволяют построить ДН по полю для рассмотренных излучателей. На рис.3 приведена ДН по полю, для примера, показанного на рис. 2. При  $L \gg c\tau$  появляется зависимость этой ДН от времени  $t$ . ДН изменяет свою форму и положение в пространстве в

течение времени пробега импульса тока по излучателю (на рис. 3 ДН по полю показана в моменты времени  $t_1, t_2, t_3, \dots$ )

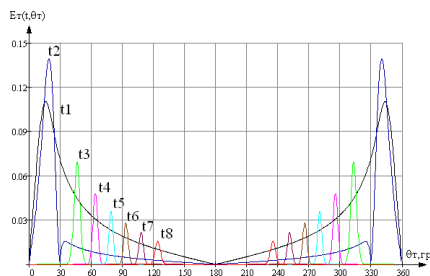


Рис. 3.

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. Удобной для практического использования является энергетическая ДН  $W(\theta)$ , которая получается усреднением 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 угла  $\Theta$ :

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

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

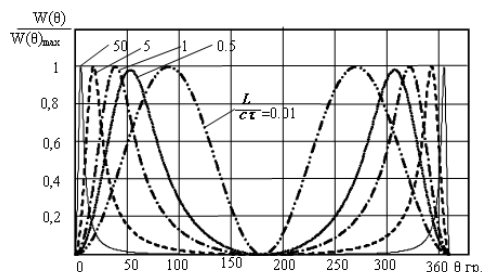


Рис. 4.

На рис. 4 приведены нормированные энергетические ДН для различных значений отношения  $L/c\tau$ . При  $c\tau \gg L$  энергетическая ДН совпадает с ДН полуволнового вибратора по полю. При увеличении отношения  $L/c\tau$  максимум ДН отклоняется от нормали и при  $c\tau \ll L$  излучение линейной антенны происходит практически вдоль апертуры. При этом максимальное значение ДН растет, а ее ширина уменьшается.

### Прием коротких сигналов

Теперь рассмотрим формирование ДН на прием при  $c\tau \ll L$ . Из рисунка 2 видно, что форма импульса поля, падающего на приемную антенну, будет меняться в зависимости от угла, под которым она расположена относительно передающей антенны. В результате и форма импульса тока, вызванного этим полем в приемной антенне, и форма импульса напряжения в ее нагрузке, вызванная этим током, будут зависеть от расположения антенн. Как следствие и ДН приемной антенны будет зависеть от этого расположения.

На рис. 5 показано расположение передающей и приемной антенн, представляющих собой симметричные вибраторы длиной  $L_T$  и  $L_R$ . Приемная антенна находится на расстоянии  $r$  от передающей антенны в ее дальней зоне. Нагрузка и концы вибраторов согласованы в полосе частот сигнала и не отражают энергию. Поле передающей антенны излучается в сторону приемной антенны под углом  $\theta_T$  между линией ее апертуры и направлением на приемную

антенну и падает на приемную антенну под углом  $\theta_R$  между линией ее апертуры и направлением на передающую антенну.

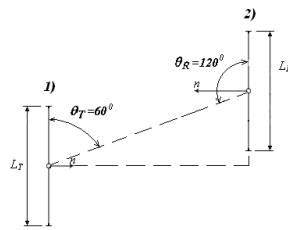


Рис. 5.

Рассмотрим упрощенную модель приемной антенны. Разобьем каждое плечо вибратора на элементарные участки – диполи Герца  $dL_R$ . Э.д.с., наведенная на элементарном участке, прямо пропорциональна проекции вектора  $E_{\Sigma}(t, \theta_T)$  поля, падающего на этот участок:  $dE = E_{\Sigma}(t, \theta_T) \sin \theta_R \cdot dL_R$ . Под воздействием этого поля на каждом элементарном участке возникает элементарный ток  $dI = dE/Z$ , где  $Z$  – общее сопротивление в цепи антенны, включающее в себя сопротивление излучения и сопротивление нагрузки  $Z_R$ . Для упрощения расчетов будем полагать сопротивление  $Z$  не зависящим от частоты.

Элементарные токи, возникшие на каждом участке, текут как в сторону нагрузки, так и в сторону концов вибратора. Выше было принято допущение о том, что концы вибратора согласованы с пространством. Поэтому часть этих токов, текущих к концам вибратора, создает вторичное излучение диполя. Токи, текущие в сторону нагрузки, создают на ней падение напряжения.

Так же, как и в случае излучения, учтем запаздывание сигнала в самом приемном вибраторе и запаздывание в пространстве, возникающее при падении поля под углом  $\theta_R$  к апертуре диполя:  $t_3 = \left( \frac{L_R + L_R \cos \theta_R}{c} \right)$ . Учитывая также запаздывания полей, возникающие в излучающем вибраторе, получим суммарный ток, протекающий через нагрузку приемного вибратора  $Z_R$  с учетом всех запаздываний, и падение напряжения на нагрузке, вызванное этим током:

$$U_H(t, \theta_T, L_T, \theta_R, L_R) = \sin \theta_R \left[ A_1 \int_0^{L_R} \left[ I \left( t - \frac{L_T}{C} - \frac{r - L_T \cdot \cos \theta_T}{C} + \frac{L_R}{C} - \frac{L_R \cdot \cos \theta_R}{C} \right) - \right. \right. \quad (8)$$

$$\left. \left. - I \left( t - \frac{L_T}{C} + \frac{L_R}{C} - \frac{L_R \cdot \cos \theta_R}{C} \right) \right] dL + \right.$$

$$\left. + A_2 \int_{-L_R}^0 \left[ I \left( t - \frac{L_T}{C} + \frac{L_R}{C} - \frac{L_R \cdot \cos \theta_R}{C} \right) - \right. \right.$$

$$\left. \left. - I \left( t - \frac{L_T}{C} - \frac{r + L_T \cdot \cos \theta_T}{C} + \frac{L_R}{C} - \frac{L_R \cdot \cos \theta_R}{C} \right) \right] dL \right]$$

На рис. 6 показан пример зависимости этого напряжения, обозначенного на рисунке, как  $U(t, \theta)$ , от угла  $\theta_R$ . При расчете принято, что излучающий вибратор возбуждается указанным выше импульсом тока в виде гауссовой кривой, а  $L_R = L_T$ . Угол  $\theta_T$  выбран равным  $30^\circ$ , поскольку под этим углом форма импульса поля, падающего на приемный вибратор, наиболее близка к форме производной импульса тока, возбуждающего излучающий вибратор и, таким образом, для приемного вибратора также выполняется условие  $c\tau \ll L_R$ .

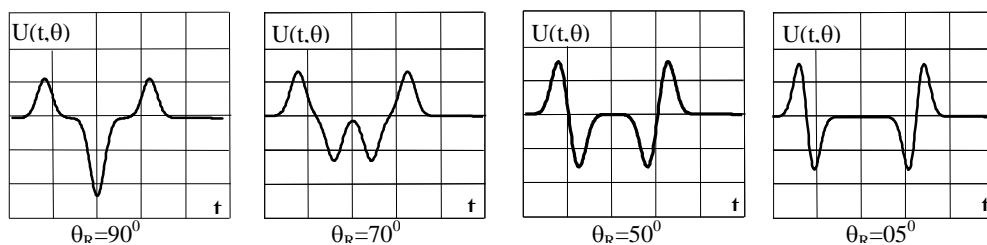


Рис. 6

На рис. 6 хорошо видно, что напряжение на нагрузке приемного вибратора представляет собой сумму двух импульсов, каждый из которых повторяет форму импульса падающего поля. Эти импульсы являются зеркальным отражением друг друга, так как направления токов, текущих в нагрузку из разных плеч вибратора, противоположны. Интервал между импульсами особенно заметен под малыми углами  $\theta_R$ , когда поле падает на разные плечи вибратора со значительной задержкой. Изменение формы импульса напряжения на нагрузке вибратора при изменении угла падения импульса поля на вибратор происходит аналогично изменению формы импульса поля излучающего вибратора при изменении угла наблюдения. Аналогично ведет себя и ДН приемного вибратора по полю (определяемая как зависимость напряжения на нагрузке от угловых координат): пока падающий импульс поля пробегает по приемному вибратору, эта ДН перемещается в пространстве, то есть становится нестационарной во времени. В результате и для приемного вибратора необходимо использовать для расчетов энергетическую ДН, которая получается путем усреднения мощности, принимаемой из каждого углового направления, за время пробега импульса поля по апертуре вибратора. Энергетическая ДН описывает распределение плотности потока энергии, принимаемого вибратором из пространства:

$$W_R(\theta) = \frac{I}{Z_R} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{\Sigma}^2(t, \theta) dt$$

На рисунке 7 приведены нормированные энергетические ДН для рассмотренного выше примера при различных значениях угла  $\theta_T$  между апертурой передающего вибратора и его направлением на приемный вибратор. Из рисунка видна существенная зависимость формы ДН на прием от направления на передающую антенну.

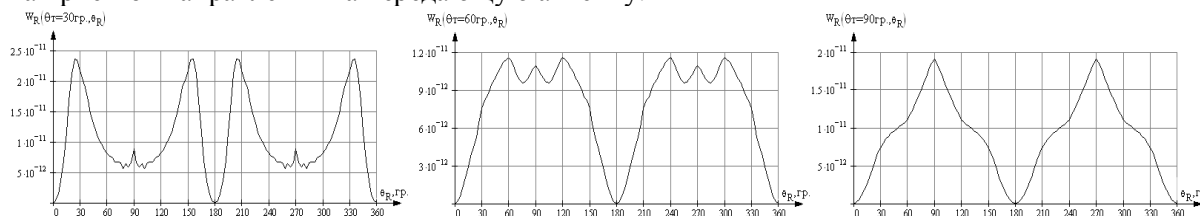
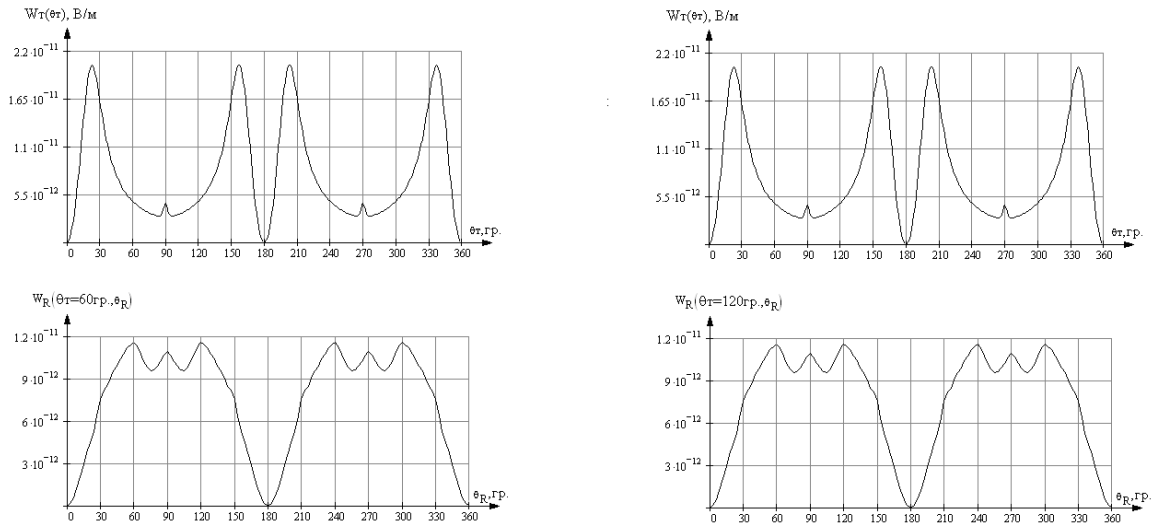


Рис. 7.

### Принцип взаимности и ДН на прием

ДН рассмотренных вибраторов на излучение и на прием определяются выражениями (7) и (8). Сравнение этих выражений показывает, что поле  $E_{\Sigma}(\theta)$  и напряжение  $U_H(\theta)$  зависят не только от разных значений задержек сигнала в антеннах  $L_T$  и  $L_R$ , но и от расположения антенн, то есть от углов взаимного наблюдения  $\theta_T$  и  $\theta_R$ . Это означает, что формы токов, возбуждаемых в этих антеннах, в общем случае будут различны. Следовательно, будут иметь разную форму и ДН на излучение и прием.

На рис. 8 в качестве примера приведены энергетические ДН двух симметричных вибраторов: на излучение  $W_T(\theta)$  и прием  $W_R(\theta)$  при  $L_T = L_R = 10ct$ . Слева показаны ДН, когда вибратор №1 излучает короткий сигнал при угле наблюдения  $\theta_T = 60^\circ$ , а вибратор №2 принимает этот сигнал при угле наблюдения  $\theta_R = 120^\circ$ . ДН справа построены для случая, когда вибратор №2 излучает короткий сигнал при угле наблюдения  $\theta_T = 120^\circ$ , а вибратор №1 принимает этот сигнал при угле наблюдения  $\theta_R = 60^\circ$ . В соответствии с принципом взаимности, в одном и том же режиме форма ДН остается неизменной, независимо от номера и расположения вибратора. В тоже время формы ДН в режиме излучения и приема существенно различаются. Это является особенностью излучения и приема коротких сверхширокополосных сигналов, которая при соотношении  $ct \ll L$  не позволяет определять ДН приемной антенны по ее ДН в режиме излучения, как это принято в классической антенной теории при излучении и приеме узкополосных сигналов.



**Рис. 8.**

### Литература

1. Shannon C., Weaver W. The Mathematical Theory of Communication. Urbana. The University of Illinois Press, 1949.
2. Иммореев И.Я. Сверхширокополосные радары. Особенности и возможности. Радиотехника и электроника. 2009, том 54, №1, с. 5-31.
3. Иммореев И.Я., Синявин А.Н. Излучение сверхширокополосных сигналов. Сборник «Антенны». 2001. Вып. 1.
4. Гольдштейн Л.Д. и Зернов Н.В., Электромагнитные поля и волны. Советское радио, 1971.
5. Zaiping N.: Radiation characteristics of travelling-wave antennas excited by nonsinusoidal currents. IEEE Electromagnetic Compatibility Transaction on... EMC-25, №1, 1983
6. Smith G. S.: On the interpretation for radiation from simple current distribution. IEEE Antennas and Propagation Magazine. Vol. 40, No. 3, June 1998.
7. Зайцев А.В. Исследование электромагнитных полей во временной области. Сборник «Антенны». 2001, №6.