

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.371-373

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ НАПРАВЛЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПЛОСКОГО АПЕРТУРНОГО РАСКРЫВА, ВОЗБУЖДАЕМОГО
СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫМ СИГНАЛОМ

© 2021 г. В. Е. Осташев^{а, *}, А. В. Ульянов^а

^аОбъединенный институт высоких температур РАН,
Ижорская ул., 13, стр. 2, Москва, 125412 Российская Федерация

*E-mail: ostashev@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 03.02.2020 г.

После доработки 10.03.2021 г.

Принята к публикации 17.05.2021 г.

Рассмотрены некоторые вопросы описания параметров, характеризующих направленность излучения апертурного раскрыва при его возбуждении сверхширокополосным сигналом. Дана оценка возможности эффективной концентрации излучаемой энергии в узком луче, а также оценка энергетической эффективности преобразования электрической энергии в энергию направленного сверхширокополосного излучения. Решение поставленной задачи проведено на основе аналитических оценок и численных расчетов с использованием идеализированной модели плоского раскрыва при его синхронном и равноамплитудном возбуждении.

DOI: 10.31857/S003384942111005X

ВВЕДЕНИЕ

В современных радиочастотных системах быстрой передачи информации (WiFi, Bluetooth, 4G, 5G) широко используются широкополосные и сверхширокополосные (СШП) сигналы [1]. Для оценки возможности информационного конфликта между работающими радиоэлектронными СШП-устройствами необходима информация о пространственной локализации СШП-излучений. Следуя [2], направленность излучения антенн будем характеризовать коэффициентом направленного действия (КНД) и энергетической эффективностью главного лепестка диаграммы направленности (ДН) антенны.

Результаты исследований КНД антенн и антенных решеток, возбуждаемых видеоимпульсами, представлены в [3–11].

В [3, 4] на основе спектрального подхода описаны основные расчетные соотношения для определения ДН и КНД антенн при их синхронном возбуждении. Приведены иллюстрирующие примеры для антенн с круглыми, прямоугольными и линейными раскрывами, размеры которых велики по сравнению с пространственной длительностью импульса. Исследованы некоторые характерные виды импульсов возбуждающих токов и их апертурных распределений.

В [5] выполнена оценка экстремальных значений энергетического КНД (ЭКНД) при не син-

хронном СШП-возбуждении апертурной антенны (круглой, прямоугольной), а также определена форма импульса возбуждения, при которой достигаются максимальные ЭКНД по отношению к соответствующим экстремальным значениям.

В [6] рассмотрены особенности формирования энергетической ДН (ЭДН) сканирующей антенной решетки, составленной из линейных излучателей. Представлены примеры ЭДН в различных режимах СШП-возбуждения решетки. По виду ЭДН отмечен высокий уровень бокового излучения, когда апертурное время решетки значительно превышает длительность импульса возбуждения ее элементов. Количественная оценка этого уровня не приведена.

В [7] на основе электродинамического моделирования проведен сравнительный анализ энергетических характеристик некоторых импульсных антенн при их возбуждении гауссовым импульсом. Для заданных размеров антенн дана оценка ЭКНД, а также фидерного КПД этих антенн. Показано, что максимальное значение ЭКНД антенн достигается при определенной длительности импульса их возбуждения, соответствующей размеру антенн.

В [8] вычислен ЭКНД линейной антенны при синхронном и равноамплитудном ее возбуждении униполярным и биполярным импульсами. Показано, что для асимптотически длинной антенны максимальное значение ЭКНД больше при

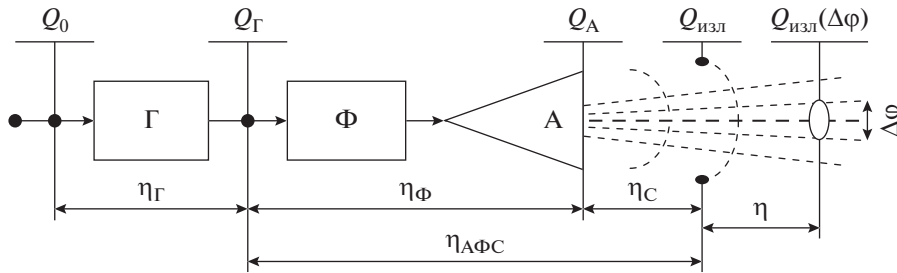


Рис. 1. Блок-схема преобразования импульса энергии в излучателе: Г – генератор, Ф – фидер, А – антенна, Q_0 – начальная энергия, подведенная к генератору электрических импульсов возбуждения; $Q_Г$, $Q_А$ – энергия выходного импульса генератора и электромагнитного импульса на срезе антенны; $Q_{изл}$, $Q_{изл}(\Delta\varphi)$ – полная энергия излученного импульса и импульса излучения внутри лепестка ЭДН антенны с заданной угловой шириной; $\eta_Г$, $\eta_Ф$, $\eta_{АФС}$ – эффективность генератора, фидера и антенно-фидерной системы излучателя.

биполярном импульсе возбуждения, а для асимптотически короткой антенны значения ЭКНД совпадают.

В [9] рассмотрены энергетические характеристики направленности линейной синхронной антенны, возбуждаемой униполярным импульсом с различающимися по длительности фронтами нарастания и спада напряжения. Показано, что ЭКНД антенны, возбуждаемой импульсом Хевисайда, примерно вдвое меньше, чем при возбуждении антенны импульсом с равными по длительности фронтами.

В [10] описан метод аналитического расчета поля излучения плоской круглой апертуры во временной области, в рамках которого напряженность импульсного поля излучения во многих случаях может быть выражена в элементарных функциях во всем полупространстве перед апертурой. На основе полученных решений показаны характерные особенности импульсных полей излучения для разных точек наблюдения.

В [11] представлена аналитическая формула для расчета напряженности импульсного поля излучения элементарной антенны, построенная на описании излучения плоской металлической поверхности, которая возбуждается падающей плоской электромагнитной волной с фиксированной поляризацией. Расчет параметров импульса излучения в полупространстве перед антенной проведен во временной области. Поверхность плоской апертуры может иметь любую форму. Полученные результаты верифицированы на результатах численного моделирования методом конечной интеграции во временной области и находятся с ними в согласии.

Цель статьи – рассмотреть некоторые особенности направленного излучения СШП-сигналов. Определены ДН по мощности и по энергии излучения (МДН и ЭДН), угловая ширина лепестков МДН и ЭДН, их энергетическая эффективность в зависимости от вида функции возбуждения антенны и диаметра ее апертуры. Исследование

проведено на примере апертурной антенны с круглым раскрывом при синхронном и равноамплитудном его возбуждении.

1. БЛОК-СХЕМА ИЗЛУЧАТЕЛЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим излучатель импульсов с антенной апертурного типа на основе плоского однонаправленно излучающего круглого раскрыва, возбуждаемого импульсами напряжения синхронно и однородно по всей поверхности. Идеализированная постановка задачи уменьшает число независимо варьируемых параметров и упрощает интерпретацию основных результатов.

Блок-схема излучателя с указанием энергии в отдельных точках тракта ее преобразования и соответствующие параметры энергетической эффективности представлены на рис. 1.

Параметры энергетической эффективности на разных стадиях преобразования энергии определим следующим образом: $\eta_Г = Q_Г/Q_0$, $\eta_Ф = Q_А/Q_Г$, $\eta_{АФС} = Q_{изл}/Q_Г$ – эффективность генератора, фидера и антенно-фидерной системы (АФС) излучателя, $\eta_с = Q_{изл}/Q_А$ – эффективность согласования АФС излучателя с пространством распространения излучения, $\eta = Q_{изл}(\varphi)/Q_{изл}$ – доля полной энергии излучения внутри телесного угла с раскрывом $\pm\varphi$ относительно главной оси излучения.

Пусть $PЭ(R, \varphi)$, Дж/м² – плотность энергии импульса излучения на расстоянии R от антенны при отклонении на угол φ от ее оси, а $Q_{изл}^{эф}(\varphi) = 4\pi R^2 PЭ(R, \varphi)$, Дж – соответствующее углу φ значение эквивалентной (эффективной) изотропно-излучаемой энергии. Тогда полный коэффициент усиления АФС излучателя по энергии в направлении φ от его оси равен $G_3(\varphi) = Q_{изл}^{эф}(\varphi)/Q_Г$, ЭКНД антенны – $D_3(\varphi) = Q_{изл}^{эф}(\varphi)/Q_{изл}$. Коэффициенты G_3 и D_3 связаны соотношением $G_3 = \eta_{АФС} D_3$.

2. ИЗЛУЧЕНИЕ ОДНОНАПРАВЛЕННОГО ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

Пусть плоский однонаправленно излучающий раскрыв площадью $A \times A$ согласован с амплитудно-временной структурой импульса возбуждения АФС и с пространством распространения излучения. Пусть раскрыв возбуждается током линейной поляризации вдоль одной из его сторон синхронно и однородно по всей поверхности. Тогда в дальней зоне излучения на расстоянии R от раскрыва и по его оси напряженность E электрического поля линейно-поляризованного излучения определяется следующим образом:

$$E(t)R = \frac{\mu_0 A dI_p}{2\pi dt} = \frac{\mu_0 c A dI_p}{2\pi c dt} = \frac{A d(I_p Z_0)}{2\pi c dt} = \frac{A dU_p}{2\pi c dt}, \tag{1}$$

где I_p – полный ток возбуждения согласованного раскрыва, $U_p = I_p/Z_0$ – разность потенциалов между границами раскрыва вдоль направления тока I_p , $Z_0 = \mu_0 c = 120\pi$ (Ом) – характеристический импеданс свободного пространства. Из (1) следует, что по измерению $E(t)$ можно вычислить зависимость напряжения $U_p(t)$ и определить энергию импульса возбуждения раскрыва, согласованного с пространством по волновому импедансу:

$$Q_{изл} = \int \frac{U_p^2}{Z_0} dt. \tag{2}$$

Поскольку $Q_{изл} = \eta_{АФС} Q_{Г}$, то в области амплитудно-частотной линейности волнового тракта АФС напряжение возбуждения раскрыва равно $U_p(t) = U_{Г}(t)\sqrt{\eta_{АФС}Z_0/Z_{Г}}$ и, соответственно,

$$E(t)R = \frac{A}{2\pi c} \sqrt{\eta_{АФС} \frac{Z_0}{Z_{Г}}} \frac{dU_{Г}}{dt} = \sqrt{\eta_{АФС}} (E(t)R)_{lim}, \text{ (В)}. \tag{3}$$

Сравнение вычисляемых и измеряемых значений ER дает оценку показателя качества АФС. По разным данным, где такая оценка возможна, практически реализуемые значения коэффициента $\sqrt{\eta_{АФС}}$ находятся в интервале 0.5...0.9 для антенны на основе расходящегося *ТЕМ*-рупора.

Отметим, что напряженность поля излучения по оси плоского апертурного раскрыва в дальней зоне не зависит от формы раскрыва и определяется только его площадью.

2.1. Потенциалы излучателя СПП-импульсов

Максимальное значение модуля произведения ER назовем электродинамическим потенциалом излучателя: $\mathcal{EДП} = |ER|_{max}$ (в зарубежной литературе – field range product, far-field voltage factor или

effective voltage potential). Потенциал ЭДП определяет пиковое значение эквивалентной (эффективной) изотропно-излучаемой мощности. Действительно,

$$P_{эф}(t) = \frac{E^2}{Z_0} 4\pi R^2 = \frac{(ER)^2}{30} \leq \frac{\mathcal{EДП}^2}{30}. \tag{4}$$

Для радиоимпульса средняя мощность $\bar{P} = 0.5P_{пик}$, поэтому $\bar{P}_{эф} \leq \mathcal{EДП}^2/60$. В отечественной литературе максимальное значение $P_{эф}$ называют энергетическим потенциалом излучателя.

Параметры излучения характеризуются также и в частотной области. Спектральный потенциал (СПП) излучателя определим как максимальное значение плотности частотного спектра функции $E(t)R$:

$$СПП = R \left| \int E(t) \exp(-j\omega t) dt \right|_{max}, \text{ (В/МГц)}. \tag{5}$$

Представив $E(t)R = \xi \frac{\sqrt{S} dU_{Г}}{c dt}$ (S – площадь апертуры), получим

$$СПП = \xi \frac{\sqrt{S}}{c} \left| \int \frac{dU_{Г}}{dt} \exp(-j\omega t) dt \right|_{max} = \xi \frac{\sqrt{S}}{c} |U_{Г}|_{max} \tag{6}$$

Здесь $|U_{Г}|_{max}$ – размах перепада напряжения импульса возбуждения АФС излучателя:

$$\xi = (2\pi)^{-1} \sqrt{\eta_{АФС} Z_0 / Z_{Г}}.$$

Отметим, что СПП излучателя необходимо указывать совместно с частотным интервалом, в пределах которого этот потенциал реализуется. Ширина интервала определяется длительностью импульса возбуждения антенны. Для короткого импульса интервал равен $\tau_{имп} \sim \tau_x$, где $\tau_x \approx |U_{Г}|_{max} / |dU_{Г}/dt|_{max}$ – характерное время изменения напряжения импульса возбуждения. Поэтому из (6) следует, что для короткого импульса излучения в пределах ширины его частотного спектра $(\tau_x)^{-1}$, имеем

$$СПП = \mathcal{EДП} \tau_x. \tag{7}$$

Свяжем СПП излучателя с эффективной плотностью энергетического спектра излучаемого импульса. Поскольку эквивалентная энергия изотропно-излучаемого импульса $E(t)$ равна

$$Q_{изл}^{эф} = \int P_{эф}(t) dt = \mathcal{EДП}^2 \tau_{изл}^{эф} / 30$$

$(\tau_{изл}^{эф} = \int \left(\frac{E(t)R}{\mathcal{EДП}} \right)^2 dt$ – эффективная длительность импульса излучения по оси антенны), то в преде-

лах ширины частотного спектра этого импульса $(\tau_{\text{изл}})^{-1}$ получим

$$\bar{q}_{\text{эф}} \left(\frac{Дж}{ГЦ} \right) = \frac{\text{ЭДП}^2}{30} \tau_{\text{изл}}^{\text{эф}} \tau_{\text{изл}} = \frac{\text{СПП}^2}{30} \cdot \frac{\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}} \tau_{\text{изл}}}{\tau_x^2} =$$

$$= \begin{cases} \frac{\text{СПП}^2}{30} \cdot \frac{\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}}{\tau_x}, & \tau_{\text{изл}} \sim \tau_x \\ \frac{\text{СПП}^2}{60} \left(\frac{\tau_{\text{изл}}}{\tau_x} \right)^2, & \tau_{\text{изл}} \gg \tau_x \end{cases} \quad (8)$$

(при $\tau_{\text{изл}} \gg \tau_x$, т.е. для радиоимпульса, $\tau_{\text{эф}} = 0.5\tau_{\text{изл}}$).

Квадратичная зависимость $\bar{q}_{\text{эф}} \sim (\tau_{\text{изл}}/\tau_x)^2$ обусловлена тем, что и энергия импульса, и степень компрессии его энергетического спектра пропорциональны числу $\tau_{\text{изл}}/\tau_x$ подобных структур в импульсе с длительностью $\tau_{\text{изл}} \gg \tau_x$.

Возникает вопрос, какой из потенциалов, ЭДП или СПП, следует считать основным (базовым) при определении параметров составных элементов излучателя (размер апертуры антенны, напряжение ее возбуждения). Задача любого излучателя состоит в том, чтобы доставить энергию к приемнику излучения. По этой причине параметры излучателя следует определять исходя из параметров, характеризующих “чувствительность” приемника как объекта воздействия излучения.

3. НАПРАВЛЕННОСТЬ СШП-ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ

Коэффициент направленного действия антенны является одним из параметров, характеризующих направленность излучения, инициируемого заданным сигналом возбуждения. По определению, КНД антенны по пиковой мощности равен $D_M = P_{\text{эф}}/(P_{\text{изл}})_{\text{max}}$.

Для плоского синхронного и однородно возбуждаемого раскрыва

$$\text{ЭДП} = \frac{\sqrt{S}}{2\pi c} \sqrt{\eta_{\text{АФС}} \frac{Z_0}{Z_\Gamma} \left| \frac{dU_\Gamma}{dt} \right|_{\text{max}}} \quad (9)$$

При униполярном импульсе Γ , когда $|dU_\Gamma/dt|_{\text{max}} \approx |U_\Gamma|_{\text{max}}/\tau_x$, имеем

$$(P_{\text{эф}})_{\text{max}} = \frac{\text{ЭДП}^2}{30} \approx \frac{S}{\pi(c\tau_x)^2} \eta_{\text{АФС}} \frac{(U_\Gamma)_{\text{max}}^2}{Z_\Gamma} \quad (10)$$

Поскольку $(P_{\text{изл}})_{\text{max}} = \eta_{\text{АФС}} (U_\Gamma)_{\text{max}}^2/Z_\Gamma$, а КНД по мощности $D_M = (P_{\text{эф}})_{\text{max}}/(P_{\text{изл}})_{\text{max}}$, то при униполярном импульсе $U_\Gamma(t)$ из (10) следует

$$D_M = \frac{S}{\pi(c\tau_x)^2} \quad (11)$$

Если импульс $U_\Gamma(t)$ биполярный симметричный, то $|dU_\Gamma/dt|_{\text{max}} \approx 2|U_\Gamma|_{\text{max}}/\tau_x$ и $\pi c\tau_x = \lambda$. Поэтому

$$D_M = \frac{4S}{\pi(c\tau_x)^2} = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} \quad (12)$$

Таким образом, при заданном отношении $\sqrt{S}/c\tau_x$ КНД антенны по мощности при биполярном импульсе возбуждения вчетверо больше, чем при униполярном. Причина этого проста: при равной крутизне перепада напряжения пиковая мощность биполярного импульса возбуждения антенны в четыре раза меньше, чем униполярного.

Определим, как связаны между собой коэффициенты усиления АФС по мощности (G_M) и по энергии (G_Σ):

$$G_\Sigma = \frac{Q_{\text{изл}}^{\text{эф}}}{Q_\Gamma} = \frac{\int P_{\text{эф}}(t) dt}{\int (U_\Gamma^2/Z_\Gamma) dt} =$$

$$= \frac{(\text{ЭДП}^2/30) \tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}}{(U_\Gamma^2/Z_\Gamma)_{\text{max}} \tau_\Gamma^{\text{эф}}} = G_M \frac{\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}}{\tau_\Gamma^{\text{эф}}}, \quad (13)$$

где

$$\tau_\Gamma^{\text{эф}} = \int \left(\frac{U_\Gamma(t)}{|U_\Gamma|_{\text{max}}} \right)^2 dt$$

и

$$\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}} = \int \left(\frac{E(t)R}{|ER|_{\text{max}}} \right)^2 dt \equiv \int \left(\frac{dU_\Gamma(t)/dt}{|dU_\Gamma(t)/dt|_{\text{max}}} \right)^2 dt$$

– значения эффективной длительности импульса Γ и импульса излучения вдоль главной оси антенны соответственно.

Исходя из того, что $\tau_\Gamma^{\text{эф}} \sim \int U_\Gamma^2 dt$, а $\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}} \sim \int \dot{U}_\Gamma^2 dt$, очевидно, что для импульса возбуждения типа Гаусса – $\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}/\tau_\Gamma^{\text{эф}} > 1$, и тогда $G_\Sigma > G_M$. Для униполярного импульса с быстрым фронтом и медленной отсечкой – $\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}/\tau_\Gamma^{\text{эф}} < 1$, и тогда $G_\Sigma < G_M$. Для биполярного синусоидального импульса $U_\Gamma(t)$ отношение $\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}/\tau_\Gamma^{\text{эф}} \rightarrow 1$ при увеличении длительности импульса и, соответственно, $G_\Sigma \rightarrow G_M$.

3.1. Диаграмма направленности антенны

Помимо КНД направленные свойства антенны характеризует также угловое распределение параметров излучения – ДН антенны или ширина луча излучения. Нормированные ДН по пиковым значениям плотности потока энергии и по плотности энергии в дальней зоне осесимметрич-

ного потока излучения определяют следующим образом:

$$\text{МДН}(\varphi) = \left(\frac{E_{\text{max}}(\varphi)}{E_{\text{max}}(0)} \right)^2,$$

$$\text{ЭДН}(\varphi) = \frac{\int [E(t, \varphi)]^2 dt}{\int [E(t, 0)]^2 dt} = \frac{\int [E(t, \varphi)]^2 dt}{E_{\text{max}}^2(0) \tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}(0)}, \quad (14)$$

где $\varphi \in [0, \pi]$, $\varphi = 0$ – направление максимального излучения.

Из (14) следует, что эти диаграммы связаны зависимостью

$$\frac{\text{ЭДН}(\varphi)}{\text{МДН}(\varphi)} = \frac{\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}(\varphi)}{\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}(0)}, \quad (15)$$

где $\tau_{\text{изл}}^{\text{эф}}(\varphi) = \int \left(\frac{E(t, \varphi)}{E_{\text{max}}(\varphi)} \right)^2 dt$ – эффективная длительность импульса, излученного в направлении φ от оси антенны.

Для любых излучений $\text{МДН}(0) = \text{ЭДН}(0)$. Для монохроматических излучений $\text{МДН}(\varphi) = \text{ЭДН}(\varphi)$. При относительно коротких СШП-импульсах ($\tau_{\text{изл}}(0) \ll A/c$), излучаемых апертурной антенной, полная их длительность $\tau_{\text{изл}}(\varphi)$ увеличивается на время

$$\Delta\tau = \sin(\varphi) A/c \gg \tau_{\text{изл}}(0) \sin(\varphi).$$

Таким образом, при излучении СШП-импульсов отношение $\text{МДН}(\varphi)/\text{ЭДН}(\varphi) < 1$, т.е. диаграмма $\text{ЭДН}(\varphi)$ шире диаграммы $\text{МДН}(\varphi)$.

3.2. Угловая расходимость энергии излучения апертурной антенны

При осевой симметрии ДН антенны энергия, излученная внутрь телесного угла с раскрывом $\pm\Delta\varphi$ относительно главной оси излучения, равна

$$\begin{aligned} Q_{\text{изл}}(\Delta\varphi) &= 2\pi R^2 \int_0^{\Delta\varphi} \text{ПЭ}(\Phi) \sin(\Phi) d\Phi = \\ &= 0.5 \int_0^{\Delta\varphi} Q_{\text{изл}}^{\text{эф}}(\Phi) \sin(\Phi) d\Phi = \\ &= 0.5 Q_{\text{изл}}^{\text{эф}}(0) \int_0^{\Delta\varphi} \text{ЭДН}(\Phi) \sin(\Phi) d\Phi. \end{aligned} \quad (16)$$

Используя определение для полного ЭКНД антенны $D_3 = Q_{\text{изл}}^{\text{эф}}(0)/Q_{\text{изл}}(\pi)$ и для эффективности лепестка ЭДН шириной $\Delta\varphi_3$ $\eta(\Delta\varphi_3) = Q_{\text{изл}}(\Delta\varphi_3)/Q_{\text{изл}}(\pi)$, получим

$$\begin{aligned} D_3 &= \frac{2}{\int_0^{\pi} \text{ЭДН}(\Phi) \sin(\Phi) d\Phi} = \\ &= \frac{2\eta(\Delta\varphi_3)}{\int_0^{\Delta\varphi_3} \text{ЭДН}(\Phi) \sin(\Phi) d\Phi}. \end{aligned} \quad (17)$$

Если предположить, что в пределах угла $\Delta\varphi_3 \leq \pi$ $\text{ЭДН}(\varphi) = 1$, то и $\eta(\Delta\varphi_3) = 1$. Когда вся энергия излучения локализована внутри телесного угла с раскрывом $2\Delta\varphi_3$, то $D_3 = D_{\text{max}}$ и

$$D_{\text{max}} \sin^2(\Delta\varphi_3/2) = 1. \quad (18)$$

При условии $\Delta\varphi_3/2 \ll 1$ ($\Delta\varphi_3 < 11^\circ$) для полной ширины круглого в поперечном сечении луча имеем

$$D_{\text{max}} (2\Delta\varphi_3)^2 = 16. \quad (19)$$

Этот результат соответствует каноническому определению ЭКНД [2], согласно которому D_{max} есть отношение площади поверхности сферы единичного радиуса (4π) к площади пятна на этой сфере, образованного лучом, исходящим из ее центра.

ЭКНД $D_{\text{max}} \rightarrow \infty$, если $\Delta\varphi_3 \rightarrow 0$. Значение D_3 во всех случаях конечно, поэтому, если $\Delta\varphi_3 \rightarrow 0$, то и $\eta(\Delta\varphi_3) \rightarrow 0$. Таким образом, улучшение направленности СШП-излучения антенны с необходимостью сопряжено с уменьшением энергетической эффективности формируемого ею лепестка ЭДН, а следовательно, с увеличением уровня бокового и заднего излучения антенны. Увеличение апертуры при излучении СШП-сигналов не является способом компрессии полной энергии направленного излучения.

В соответствии с (17) параметры D_3 , $\Delta\varphi_3$ и $\eta(\Delta\varphi_3)$ количественно связаны. Поэтому любая пара из этих параметров однозначно характеризует направленность излучения антенны. По ширине луча $\Delta\varphi_3$ можно оценить только значение D_{max} , но не D_3 .

4. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ НАПРАВЛЕННОСТИ СШП-ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

Рассмотрим примеры направленного излучения круглого плоского раскрыва при его возбуждении относительно короткими импульсами напряжения различной амплитудно-временной формы. Диаметр d раскрыва выберем из двух условий: длительность “быстрых” перепадов напряжения возбуждения $\ll d/c$, а “медленных” – $< 0.25d/c$.

Расчет параметров направленности линейно-поляризованного излучения проведем с использованием модели, в которой апертурный раскрыв представим совокупностью однонаправленно излучающих элементов Гюйгенса, ось излучения которых ортогональна к поверхности раскрыва. Пусть элементы возбуждаются током одного направления однородно и синхронно. Поле в заданной точке волновой зоны излучения определим как суперпозицию одинаково поляризованных излучений всех элементов Гюйгенса. При этом

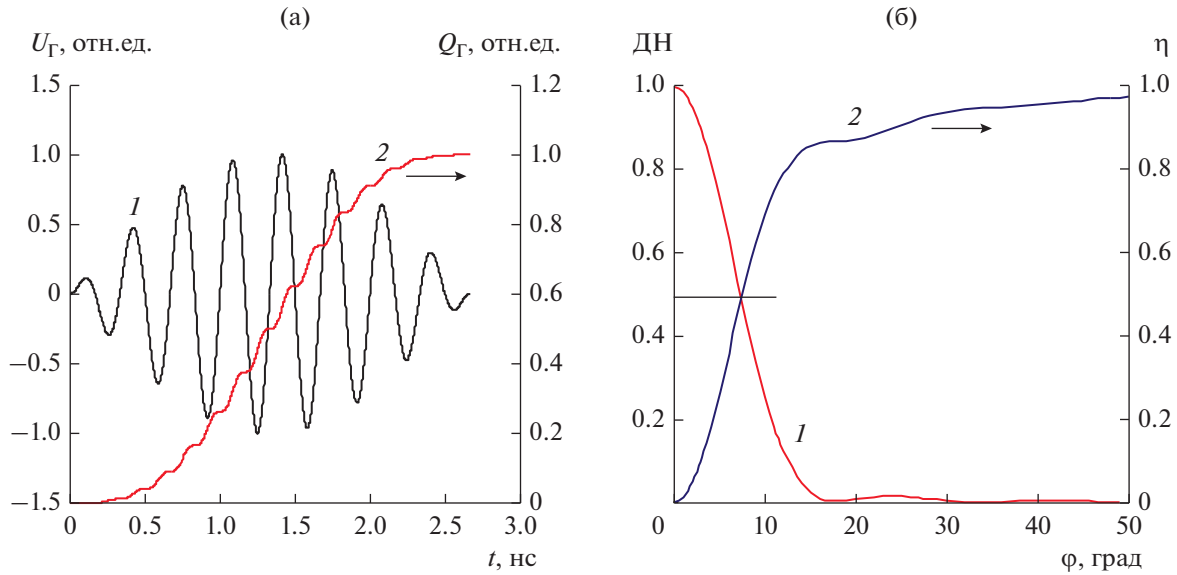


Рис. 2. Импульс возбуждения (а) и направленность излучения (б) антенны для примера 1: (а) 1 – U_G , 2 – Q_G , (б) 1 – совпадающие МДН и ЭДН, 2 – $\eta(\varphi)$.

учтем угловое положение точки наблюдения по отношению к оси каждого элемента, расстояние от него до этой точки, а также различие времени прихода волнового фронта от каждого элемента Гюйгенса. Эффекты дифракции на краях раскрыва не учитываем. Более подробно такая модель расчета с учетом неоднородности и несинхронности возбуждения раскрыва изложена в [12]. Там же представлены результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных по измерению напряженности поля и ЭДН в азимутальной плоскости и констатировано хорошее соответствие этих данных.

СШП-излучение не создает регулярных интерференционных структур, поэтому угловую ширину лепестков МДН и ЭДН, $\Delta\varphi_M$ и $\Delta\varphi_3$, определим из условия $\text{МДН}(\Delta\varphi_M) = \text{ЭДН}(\Delta\varphi_3) = 0.5$.

Направленность СШП-излучения антенны будем характеризовать параметрами $\{\Delta\varphi_M, \Delta\varphi_3\}$, а также энергетической эффективностью лепестков ДН $\eta(\Delta\varphi_M)$ и $\eta(\Delta\varphi_3)$. В дополнение к этим параметрам вычислим угол $\Delta\varphi_{0.5}$ из условия $\eta(\Delta\varphi_{0.5}) = Q_{\text{изл}}(\Delta\varphi_{0.5})/Q_{\text{изл}}(\pi) = 0.5$. В общем случае $\Delta\varphi_M \leq \Delta\varphi_3 \leq \Delta\varphi_{0.5}$, и поэтому эффективность лепестков ДН равна $\eta(\Delta\varphi_M) \leq \eta(\Delta\varphi_3) \leq 0.5$.

Примеры расчетов приведены для значений $d = 0.4, 0.8$ и 2 м. Для всех рассмотренных модельных импульсов возбуждения раскрыва длительность “быстрого” перепада напряжения была равна примерно 100 пс.

Пример 1 (рис. 2). При возбуждении антенны ($d = 0.4$ м) относительно протяженным радиоимпульсом ($\tau_x \approx 0.1$ нс, $\tau_{\text{изл}} \approx 2.5$ нс) нормированные

диаграммы МДН(φ) и ЭДН(φ) практически совпадают и пересекаются с зависимостью доли энергии излучения $\eta(\varphi)$ в одной точке, т.е. $\Delta\varphi_M \approx \Delta\varphi_3 \approx \Delta\varphi_{0.5}$ и $\eta(\Delta\varphi_M) \approx \eta(\Delta\varphi_3) \approx 0.48$.

Этот результат на качественном уровне находится в соответствии с классикой, когда сигнал возбуждения монохроматический.

Пример 2 (рис. 3). Антенна ($d = 0.4$ м) возбуждается симметричным биполярным СШП-импульсом в форме моноцикла ($\tau_{\text{имп}} \sim \tau_x$).

Диаграммы МДН(φ) 1 и ЭДН(φ) 2 практически совпадают в головной их части и пересекают уровень 0.5 при близких значениях углов: $\Delta\varphi_M \approx \pm 7.1^\circ$ и $\Delta\varphi_3 \approx \pm 7.3^\circ$. Половина энергии излучения оказывается внутри телесного угла с раскрывом $\Delta\varphi_{0.5} \approx \pm 9.8^\circ$. При этом энергетическая эффективность лепестков $\eta(\Delta\varphi_M)$ и $\eta(\Delta\varphi_3)$, соответствующих диаграммам МДН(φ) и ЭДН(φ), составляет примерно 34% .

Пример 3 (рис. 4). Антенна ($d = 0.4$ м) возбуждается симметричным СШП импульсом гауссова вида. Частотный спектр этого импульса, в отличие от предыдущего, имеет максимальную плотность при нулевой частоте.

Диаграммы МДН(φ) и ЭДН(φ) расходятся уже и в головной части. Углы, характеризующие направленность излучения антенны, различаются в еще большей степени: $\Delta\varphi_M \approx 6.8^\circ$, $\Delta\varphi_3 \approx 8^\circ$, $\Delta\varphi_{0.5} \approx 15^\circ$. Энергетическая эффективность лепестков диаграмм МДН(φ) и ЭДН(φ) уменьшается до значений $\eta(\Delta\varphi_M) \approx 19.7\%$ и $\eta(\Delta\varphi_3) \approx 24.7\%$.

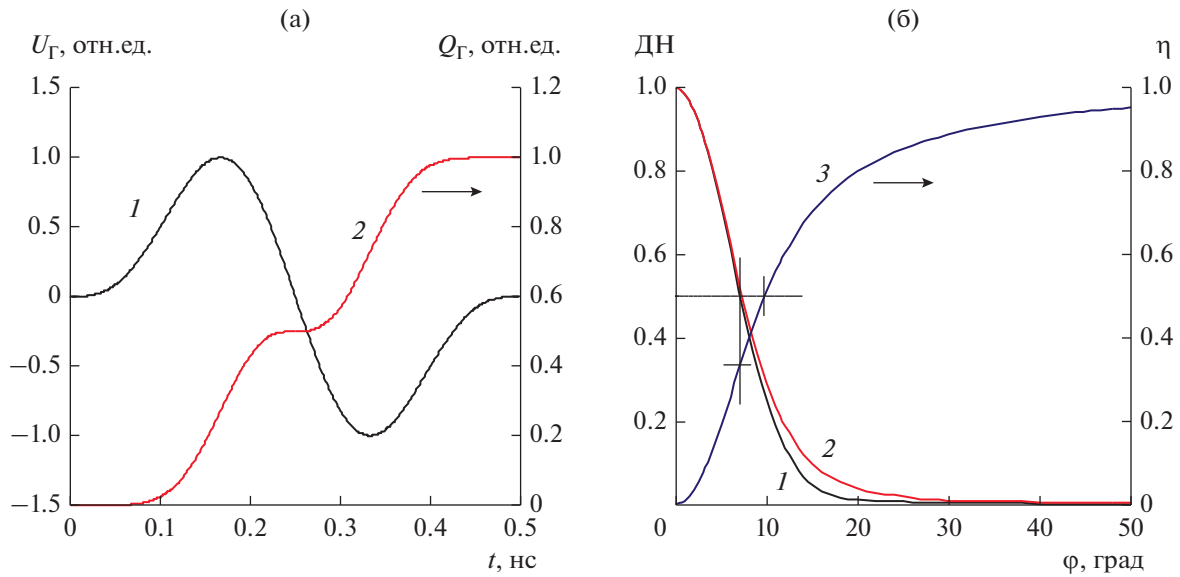


Рис. 3. Импульс возбуждения (а) и направленность излучения (б) антенны для примера 2: а) 1 – U_G , 2 – Q_G , б) 1 – МДН, 2 – ЭДН, 3 – $\eta(\varphi)$.

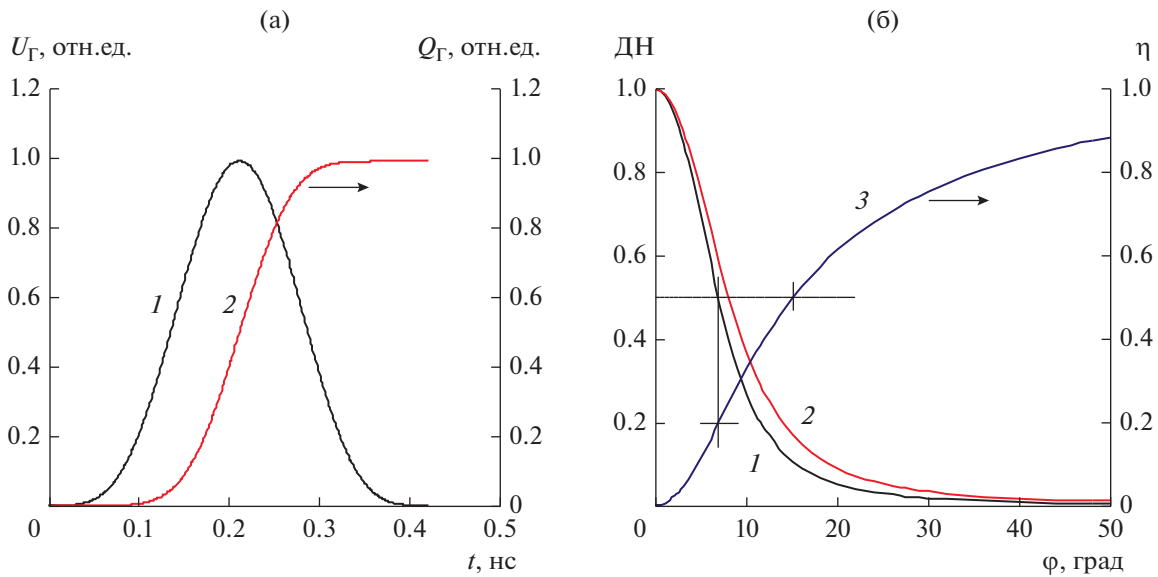


Рис. 4. Импульс возбуждения (а) и направленность излучения (б) антенны для примера 3: а) 1 – U_G , 2 – Q_G , б) 1 – МДН, 2 – ЭДН, 3 – $\eta(\varphi)$.

Пример 4 (рис. 5). Антенна ($d = 0.4$ м) возбуждается тем же униполярным импульсом, но с затянутым задним фронтом.

ЭДН антенны 2 становится еще шире ($\Delta\varphi_3 \approx 11.7^\circ$), что влечет за собой увеличение угла $\Delta\varphi_{0.5}$ с 15.1° до 24.3° , а также уменьшение энергетической эффективности лепестков ДН $\eta(\Delta\varphi_m)$ и $\eta(\Delta\varphi_3)$ до значений $\approx 9\%$ и $\approx 21\%$ соответственно. Последнее указывает на то, что в сравнении с предыдущим случаем увеличилась доля энергии бокового

и заднего излучения. Причина состоит в том, что в рассматриваемом случае энергетический спектр излучения смещен в низкочастотную область (рис. б), а угловая расходимость низкочастотного излучения больше, чем высокочастотного.

Пример 5 (см. табл. 1). Рассмотрим, как изменится направленность излучения, инициированного предыдущим импульсом возбуждения антенны, если ее диаметр увеличить вдвое, с 0.4 до 0.8 м.

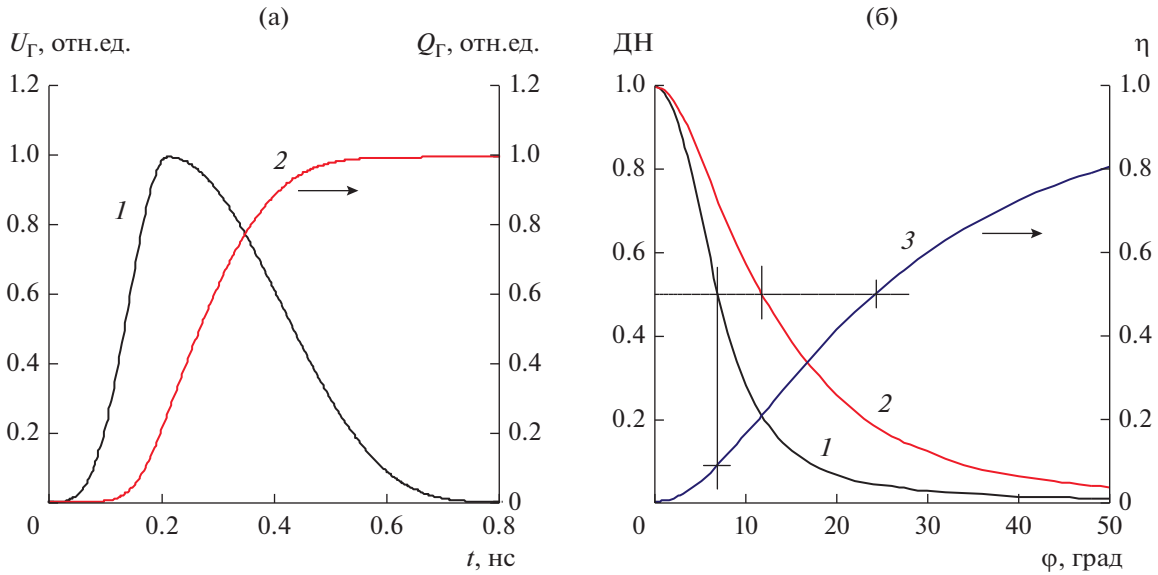


Рис. 5. Импульс возбуждения (а) и направленность излучения (б) антенны для примера 4: а) 1 – U_G , 2 – Q_G , б) 1 – МДН, 2 – ЭДН, 3 – $\eta(\phi)$.

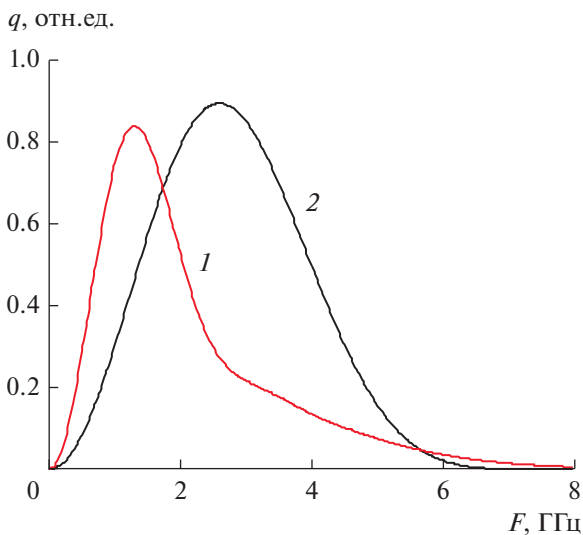


Рис. 6. Энергетические спектры импульсов излучения по оси антенны: пример 3 (1) и пример 4 (2).

Углы расходимости излучения $\Delta\phi_M$ и $\Delta\phi_\Sigma$, сформированного быстрым перепадом напряжения возбуждения, ожидаемо уменьшились примерно вдвое. Однако угол $\Delta\phi_{0.5}$ стал меньше только в 1.6 раза, что указывает на обогащение низкочастотной части спектра излучения при увеличении апертуры антенны, возбуждаемой униполярным электрическим импульсом. Вследствие этого эффективность лепестка МДН $\eta(\Delta\phi_M)$ уменьшилась с 8.9 до 7.7%, а лепестка ЭДН $\eta(\Delta\phi_\Sigma)$ – с 20.8 до 17.7%.

В последовательности рассмотренных примеров наблюдается монотонное уменьшение энергетической эффективности лепестков ДН антенны и, тем самым, увеличение полного коэффициента рассеяния ее излучения.

Пример 6 (рис. 7). В завершение оценим направленность излучения антенны большого диаметра (2 м) при ее возбуждении реальным импульсом мощного генератора разработки НПАО “ФИД-Технология” [http://fidtechnology.com].

Особенность этого импульса состоит в том, что длительность его фронта и полная длительность, определенная по времени достижения 90% энергии импульса, различаются примерно в десять раз ($\tau_{фр} \approx 0.1$ и $\tau_{имп} \approx 1$ нс соответственно). При условии $\tau_{фр} \ll \tau_{имп} < d/c \approx 6.7$ нс лепестки МДН и ЭДН антенны в пределах углов расходимости $\Delta\phi_M$ и $\Delta\phi_\Sigma$ формируется быстрым перепадом импульса возбуждения, а 50% полной энергии излучения попадает внутрь телесного угла с раскрытием $\pm\Delta\phi_{0.5}$, значение которого определяется полной длительностью импульса возбуждения. Результатом этого являются следующие значения

Таблица 1. Характеристика направленности излучения в примерах 1–6

Параметры	Пример					
	1	2	3	4	5	6
$d, м$	0.4	0.4	0.4	0.4	0.8	2
$\Delta\phi_M, град$	7.3	7.12	6.86	6.92	3.5	1.25
$\Delta\phi_\Sigma, град$	7.3	7.33	8.01	11.73	5.94	1.77
$\Delta\phi_{0.5}, град$	7.53	9.81	15.1	24.13	14.57	16.85
$\eta(\Delta\phi_M), \%$	47.9	33.5	19.7	8.9	7.6	2.6
$\eta(\Delta\phi_\Sigma), \%$	47.9	34.9	24.7	20.8	17.7	4.5

Примечание. Во всех случаях полный угол расходимости излучения равен $2\Delta\phi$.

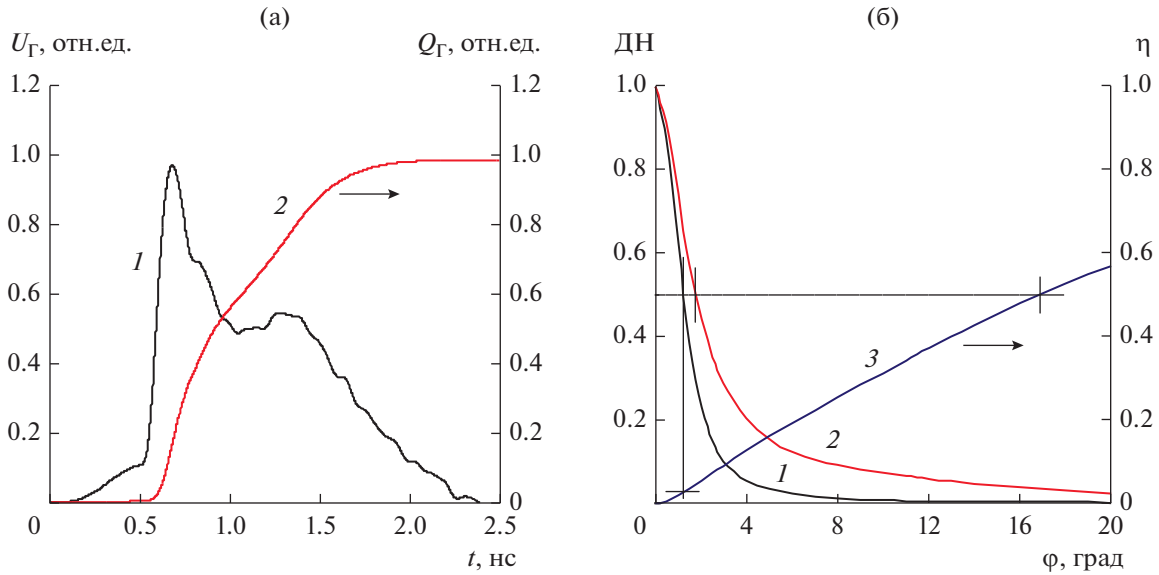


Рис. 7. Импульс возбуждения (а) и направленность излучения (б) антенны для примера 6: а) 1 – U_G , 2 – Q_G , б) 1 – МДН, 2 – ЭДН, 3 – $\eta(\varphi)$.

параметров, характеризующих направленность излучения антенны в этом примере: $\Delta\varphi_M \approx \pm 1.3^\circ$, $\Delta\varphi_\varphi \approx \pm 1.8^\circ$, $\Delta\varphi_{0.5} \approx \pm 17^\circ$, $\eta(\Delta\varphi_M) \approx 2.6\%$, $\eta(\Delta\varphi_\varphi) \approx 4.5\%$, т.е. ДН антенны узкая, но энергия излучения в нее практически не попадает. Полученные результаты сведены в табл. 1.

5. НОРМИРОВАННОЕ ЗНАЧЕНИЕ ЭКНД АНТЕННЫ

Определим нормированное значение ЭКНД, используя выражения (17) и (18):

$$\frac{D_\varphi}{D_{\max}} = \eta(\Delta\varphi_\varphi) \frac{2 \sin^2(\Delta\varphi_\varphi/2)}{\int_0^{\Delta\varphi_\varphi} \text{ЭДН}(\Phi) \sin(\Phi) d\Phi} = B\eta(\Delta\varphi_\varphi). \quad (20)$$

В различных вариантах расчета, и не только в приведенных здесь примерах, коэффициент B находился в интервале значений 1.37...1.46. При этом в случае относительно длительного радиоимпульса излучения (до 15 периодов колебаний), когда энергетическая эффективность лепестка ЭДН, определенная в соответствии с условием $\text{ЭДН}(\pm\Delta\varphi_\varphi) = 0.5$, была близка к значению $\eta(\Delta\varphi_\varphi) = 0.5$ и не превышала его, достигалось минимальное значение $B = 1.37$ и максимальное значение D_φ/D_{\max} . Таким образом, в расчетах максимум нормированного ЭКНД антенны был ограничен значением

$$(D_\varphi/D_{\max})_{\max} \approx 0.685. \quad (21)$$

В табл. 2 приведены значения этого коэффициента в рассмотренных ранее примерах 1–6.

В приведенных расчетах значения D_φ/D_{\max} превышают указанный предельный уровень и в основном следуют зависимости $\sim 1.4\eta(\Delta\varphi_\varphi)$. Это позволяет оценивать $\eta(\Delta\varphi_\varphi)$, используя D_φ/D_{\max} , и, более того, в наборе параметров, характеризующих направленность антенны, заменить сложное определяемое в экспериментах значение $\eta(\Delta\varphi_\varphi)$ на D_φ/D_{\max} .

Коэффициент D_{\max} вычисляется по регистрируемому углу $\Delta\varphi_\varphi$ в соответствии с (18). Коэффициент $D_\varphi = Q_{\text{изл}}^{\text{эф}}/Q_{\text{изл}}$ вычисляется только по данным измерения напряженности $E(t)$ электрического поля излучения в дальней зоне по оси антенны. Действительно, изотропно-излучаемая энергия равна $Q_{\text{изл}}^{\text{эф}} = \int (E(t)R)^2 dt / 30$, а энергия излучения $Q_{\text{изл}}$ вычисляется в соответствии с (1) и (2), т.е.

$$Q_{\text{изл}} = \int U_p^2(t) dt / Z_0, \quad \text{где } U_p(t) = 2\pi c \frac{R}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^t E(t') dt'.$$

Таблица 2. Нормированное значение ЭКНД антенны

Пример	d , м	D_φ/D_{\max}
1	0.4	0.66
2	0.4	0.48
3	0.4	0.34
4	0.4	0.3
5	0.8	0.26
6	2	0.06

В последовательности приведенных примеров значение D_3/D_{\max} монотонно уменьшается при переходе от биполярного импульса возбуждения АФС к униполярному, а также при увеличении апертуры раскрыва.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Направленность излучения антенны в общем случае однозначно характеризуется тремя параметрами: КНД антенны (D), угловой шириной $\Delta\varphi$ лепестка ее ДН и энергетической эффективностью $\eta(\Delta\varphi)$ этого лепестка. В случае монохроматического излучения параметры D и $\Delta\varphi$ связаны однозначно. Поэтому независимыми являются два из трех параметров.

2. В случае СШП-излучения направленного раскрыва существуют две диаграммы направленности: ДН по пиковым значениям плотности потока энергии излучения (МДН) и ДН по плотности энергии излучения (ЭДН). Соответственно, направленность осесимметричного СШП-излучения антенны полностью характеризуется двумя наборами независимых параметров: $\{D_M, \Delta\varphi_M, \eta(\Delta\varphi_M)\}$ и $\{D_3, \Delta\varphi_3, \eta(\Delta\varphi_3)\}$ или D_3/D_{\max} . Параметры $\eta(\Delta\varphi_3)$ и D_3/D_{\max} между собой связаны.

3. Особенность направленного СШП-излучения апертурной антенны состоит в том, что энергия этого излучения не может быть локализована в физическом пространстве столь же эффективно, как энергия излучения монохроматического:

– ширина лепестка ЭДН антенны больше, чем лепестка МДН ($\Delta\varphi_3 > \Delta\varphi_M$);

– 50% энергии импульса направленного СШП излучения оказывается внутри телесного угла, раскрыв которого $2\Delta\varphi_{0.5}$ больше (или значительно больше), чем полная ширина лепестка ЭДН антенны $2\Delta\varphi_3$, определяемая из условия $\text{ЭДН}(\pm\Delta\varphi_3) = 0.5$ ($\Delta\varphi_3 < \Delta\varphi_{0.5}$);

– энергетическая эффективность лепестка МДН антенны меньше, чем лепестка ЭДН, а последняя меньше 50%: $\eta(\Delta\varphi_M) < \eta(\Delta\varphi_3) < 0.5$;

– нормированное значение ЭКНД круглой антенны $D_3/D_{\max} \leq 0.685$ при ее равноамплитудном и синхронном возбуждении.

4. Оценка энергетической эффективности $\eta(\Delta\varphi_3)$ лепестка ЭДН может быть сделана на основе соотношения $\eta(\Delta\varphi_3) \approx D_3/D_{\max}/1.4$, в котором D_3 вычисляется по результатам измерений напряженности электрического поля излучения $E(t)$ по оси антенны в дальней его зоне, а D_{\max} вычисляется по измеренному значению $\Delta\varphi_3$.

5. При увеличении площади раскрыва антенны угловая ширина лепестка ее ЭДН уменьшается ($\Delta\varphi_3\sqrt{S} \sim 1$), но при этом увеличивается доля энергии бокового и заднего СШП-излучения.

6. Лучшие параметры направленности СШП-излучения апертурного раскрыва достигаются в первую очередь при симметричном биполярном видеоимпульсе его возбуждения и во вторую очередь при униполярном импульсе гауссова вида. Униполярный импульс предпочтителен, когда необходимо обеспечить повышенную плотность энергетического спектра излучения в низкочастотной его области.

7. Выбор параметров направленности излучения антенны определяется той задачей, для решения которой используется излучатель. Если он направленного типа, то вопросов не возникает только при точном наведении на точку прицеливания. При угловой погрешности наведения параметры СШП-излучения в точке прицеливания (пиковая мощность, импульсная мощность, энергия и ее частотное распределение) изменяются в разной степени. Допустимая погрешность наведения должна определяться степенью изменения того параметра излучения, который является определяющим в решении конкретной задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шостко И.С. // Проблемы телекоммуникаций. 2011. № 1. С. 52.
2. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975.
3. Зернов Н.В. // Радиотехника. 1995. № 3. С. 51.
4. Содин Л.Г. // РЭ. 1998. Т. 43. № 2. С. 166.
5. Авдеев В.Б. // Радиотехника. 1999. № 6. С. 96.
6. Курочкин А.П., Лось В.А., Стрижков В.А. // Антенны. 2007. № 1. С. 48.
7. Головкин А.А., Костилов Г.А., Сугак М.И. // Антенны. 2005. № 1. С. 50.
8. Костилов Г.А., Одинцов А.Ю., Сугак М.И. // Антенны. 2007. № 6. С. 46.
9. Покровский А.А., Сугак М.И. // Антенны. 2009. № 9. С. 37.
10. Skulkin S.P., Lysenko N.A., Uskov G.K., Kascheev N.I. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2019. V. 18. P. 1036.
11. Skulkin S.P., Lysenko N.A., Uskov G.K., Bobreshov A.M. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2020. V. 19. P. 1516.
12. Осташев В.Е., Ульянов А.В., Федоров В.М. // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 234.