Харьковский государственный университет

На правах рукописи

КРЫМСКИЙ ВАЛЕРИЙ ВАДИМОВИЧ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ ВОЛН

Специальность 01.04.03 -"Радиофизика"

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Харьков - 1993

Работа выполнена в Челябинском государственном техническом университете Министерства науки, высшей школы и технической политики Российской Федерации.

Официальные оппоненты:

член-корр. РАН Бахрах Лев Давидович, НИИИ Приборостроения, г.Москва;
д.ф.-м.н., проф. Горобец Николай Николаевич, ХГУ, г.Харьков;
д.ф.-м.н., Масалов Сергей Александрович, ИРЭ АН Украины, г.Харьков.

Ведущая организация - Харьковский военный университет.

Защита состоится ..1 октября.. 1993 г., в 14 ч, на заседании специализированного совета Д 053.06.04 Харьковского государственного университета (310077, Харьков, пл.Свободы, 4, ауд. 3-9).

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке ХГУ.

Автореферат разослан ...8 июля......1993 г.

Ученый секретарь специализированного совета Чеботарев В. И.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящее время значительно расширились функции радиолокационных устройств и возросли требования к их точности. В ряде случаев существующие радиоимпульсные методы не обеспечивают требуемой точности измерения. Например, в задачах подповерхностной радиолокации, таких как измерение толщины ледового и снежного покровов, измерение глубины залегания различных пород, поиск воды, зондирование поверхностей других планет и т.д., требуется обеспечивать и высокую точность измерений и высокую разрешающую способность. Осложняющим фактором при решении таких задач является ограничение на верхнюю границу используемых частот, т.к. они испытывают очень большое затухание в проводящих средах.

Наиболее перспективным при решении таких задач считается использование видеоимпульсного метода локации с излучением видеоимпульсов длительностью в единицы наносекунд. При решении традиционной задачи радиолокации - обнаружения и измерения параметров воздушных целей - видеоимпульсный метод позволяет значительно повысить точность измерения вплоть до восстановления формы цели и ее ракурса. Видеоимпульсный метод позволяет также обнаруживать цели, которые имеют специальное противорадарное покрытие. Например, обьекты, изготовленные по технологии "Стелс" имеют покрытия, которые на 20 и более децибелл снижают уровень отражения в диапазоне частот 100 - 10000 МГц. Создание эффективных РЛС в диапазоне до 100 МГц малоперспективно из-за их низкой разрешающей способности, трудности создания остронаправленных антенн, высокого уровня атмосферных помех. В диапазоне более 10000 МГц существенно усложняются антеннофидерные тракты и сами антенны, возрастают требования к точности их изготовления. Использование видеоимпульсов длительностью порядка единиц наносекунд перекрывает нижний диапазон частот, а при длительности 0,1 нс и менее перекрывается верхняя граница частот.

Одной из сложнейших проблем при построении видеоимпульсных РЛС являтся проблема создания эффективных антенн, которые должны иметь ширину полосы рабочих частот не менее полосы излучаемого сигнала. Для импульсов длительностью в доли наносекунд частотный спектр имеет ширину в единицы ГГц, при переходе к конструированию таких сверхширокополосных антенн следует рассмотреть общие принципы и теорию излучения коротких временных сигналов.

В отечественной и зарубежной литературе имеются работы, в которых рассматриваются излучатели малых размеров. Совершенно не исследованы излучатели больших размеров, отсутствует исследование физических процессов, которые происходят при излучении коротких импульсов. По существующей терминологии принято говорить не об излучении импульсов, а об излучении несинусоидальных волн (НСВ), что несколько расширяет рамки исследования.

Возрастающее количество публикаций по использованию несинусоидальных волн также свидетельствует об актуальности темы диссертации.

Цель диссертационной работы состоит в

- разработке электродинамической теории излучателей несинусоидальных волн;
- разработке математического аппарата для расчета различных характеристик излучателей;
- создании конструкций излучателей НСВ и их экспериментальном исследовании.

Методы исследования. В работе используется строгий электродинамический метод - метод векторного потенциала. Используется метод интегральных уравнений, которые получены из граничных условий для векторного потенциала. Для проведения расчетов выбран квазианалитический метод полиномиальной сплайн-аппроксимации.

Научная новизна работы состоит в

- разработке теории линейных излучателей;
- разработке теории поверхностных излучателей;
- разработке теории излучателей НСВ, расположенных вблизи металлических поверхностей;
- использовании полиномиальных сплайнов для решения уравнения Вольтерра I рода;

- разработке новых конструкций излучателей НСВ.

Обоснованность и достоверность полученных в работе основных результатов и выводов является следствием использования строгого электродинамического метода векторного потенциала, строгого вывода интегральных уравнений, проведения вычислительных экспериментов по оценке точности метода сплайн-аппроксимации, совпадения полученных результатов с известными для синусоидальных волн.

Практическая ценность работы заключается в исследовании возможности применения известных конструкций излучателей для излучения НСВ, разработке и экспериментальном исследовании ряда антенн с уникальными электрическими и массо-габаритными характеристиками.

Реализация результатов работы на практике. Результаты работы использованы для решения прак.ических вопросов, связанных с созданием конкретных радиотехнических систем на трех предприятиях: УПКБ "ДЕТАЛЬ"(г.Каменск-Уральский), НИИИТ (г.Челябинск), НПО "СКАЛА" (г.Москва).

Используются методы расчета излучателей, методы сплайн-аппроксимации, макеты антенн.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на IV Всесоюзной НТК по антеннам и фидерным трактам для радиосвязи, радиовещания и телевидения (г.Москва, 1977г.), Всесоюзном семинаре высшей школы (г.Москва, 1978, 1985г.), II, III, IV Всесоюзных конференциях "Метрологическое обеспечение антенных измерений" (г.Ереван, 1981, 1984, 1987г.), XI Всесоюзной конференции по распространению радиоволн (г.Горький, 1981г.), XXIV Всесоюзной конференции "Теория и техника антенн" (г.Москва, 1985г.), Всесоюзном научно-техническом симпозиуме "Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств" (г.Харьков, 1986г.), II Межреспубликанской НТК "Зеркальные антенны с электрическим сканированием луча" (г.Свердловск, 1983г.), II научно-техническом симпозиуме "ЭМС радиоэлектронных средств", IV Межведомственной конференции по радиовысотометрии (г.Каменск-Уральский, 1986г.), Межвузовской НТК по комплексной программе "Излучение" (г.Минск, 1987г.), IX, X, XI

Международном Вроцлавском симпозиуме по электромагнитной совместимости (г.Вроцлав, ПНР, 1988, 1990, 1992г.), Всесоюзной конференции "Устройства и методы прикладной электродинамики" (г.Одесса, 1988, 1991г.). Полученные в диссертации результаты докладывавались и обсуждались на ежегодных НТК в Челябинском политехническом институте (1974 - 1988гг.), Межвузовских НТК (г. Ленинград, ЛИАП, Томск, ТИАСУР, 1976г.,Свердловск, УПИ, 1976г.), на научно-технических семинарах предприятий УПКБ "Деталь" (г.Каменск-Уральский 1982-1983гг.), НИИИТ (г.Челябинск 1982г.).

Публикации. Основные научные результаты диссертации опубликованы в 38 работах [1-38]. В работах, выполненных в соавторстве, соискателю принадлежат постановка задачи, вывод электродинамических соотношений, разработка численного алгоритма решения.

Структура и обьем диссертации. Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения, двух приложений и списка литературы из 141 наименования. Объем работы - 283 страницы. Основная часть содержит 229 страниц машинописного текста, 87 рисунков, 27 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе рассматриваются электродинамические соотношения, которые выполняются при произвольной временной зависимости, а их вид отличается от аналогичных соотношений при синусоидальных колебаниях.

Из системы уравнений Максвелла волновое уравнение может быть получено двумя путями. Чаще всего используют метод векторного потенциала. Вводятся электрические потенциалы - векторный $\vec{A}$ и скалярный φ.Их подстановка в уравнения Максвелла и использование калибровки Лоренца дает два волновых уравнения:

$$\nabla^2 \vec{A} - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{I} \quad , \tag{1}$$

$$\nabla^2 \varphi - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad . \tag{2}$$

Решением уравнений (I) и (2) для потенциалов в точке p в момент времени t являются функции двух видов

$$\vec{A}(p,t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_V \frac{\vec{I}(p',t-R/c)}{R}\,dv \quad . \qquad (3)$$

где $p' \in V,\ R = |\vec{p}-\vec{p}'|$,

$$\varphi(p,t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int\limits_V \frac{\rho(p',t-R/c)}{R}\,dV \quad . \qquad (4)$$

Если потенциалы $\vec{A}$ и φ рассчитаны, то векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ находятся из выражений:

$$\vec{H}(p,t) = \frac{1}{\mu_0}\,\mathrm{rot}\,\vec{A}(p,t) \quad . \qquad (5)$$

$$\vec{E}(p,t) = -\mathrm{grad}\,\varphi - \frac{\partial\vec{A}(p,t)}{\partial t} \quad . \qquad (6)$$

Учитывая условие калибровки и уравнение непрерывности, уравнение (6) можно записать в виде

$$\vec{E}(p,t) = c^2\int\limits_0^t \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\vec{A}(p,t)dt - \frac{\partial\vec{A}(p,t)}{\partial t} \quad . \qquad (7)$$

Это означает, что нет необходимости решать волновое уравнение для скалярного потенциала, а достаточно только решения для векторного.

Второй путь получения волновых уравнений - непосредственное использование уравнений Максвелла. Применяя известные математические преобразования и уравнение непрерывности в интегральной форме, можно получить волновые уравнения для полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$:

$$\nabla^2\vec{E} - \varepsilon_0\mu_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0}\int\limits_0^t \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\vec{I}\,dt + \mu_0\frac{\partial\vec{I}}{\partial t} \quad , \qquad (8)$$

$$\nabla^2\vec{H} - \varepsilon_0\mu_0\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} = -\,\mathrm{rot}\,\vec{I} \quad . \qquad (9)$$

По аналогии с уравнением для векторного потенциала. векторы в правых частях (8) и (9) обозначим в виде одного вектора - $\vec{M}_э$ а - $\vec{M}_м$, и тогда волновые уравнения для полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$ будут иметь вид аналогичный уравнению (I):

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = - \vec{M}_э \quad . \qquad (I0)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = - \vec{M}_м \quad . \qquad (II)$$

Вид решения этих уравнений имеет форму уравнения (3). Однако проводить вычисления по формулам (I0)-(II) проще, т.к. в них дифференцирование производится не в точках наблюдения, а в точках источника поля.

Наличие границы раздела двух сред требует выполнения граничных условий для векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$. При произвольной зависимости полей от времени, кроме положения точки p на поверхности S, следует указать момент времени t, в который рассматриваются значения полей. Для этого будем пользоваться обозначением вида:

$$\varepsilon_2 E_{n2} = \varepsilon_1 E_{n1} \Big|_{p,t} \quad , \qquad (I2)$$

$$\mu_2 H_{n2} = \mu_1 H_{n1} \Big|_{p,t} \quad . \qquad (I3)$$

Аналогично для касательных составляющих полей

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \Big|_{p,t} \quad . \qquad (I4)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{I}_s \Big|_{p,t} \quad . \qquad (I5)$$

В ряде случаев значительное упрощение формы уравнений получается при использовании граничных условий для векторного потенциала. В литературе это предложение для гармонических полей использовано в работах Г.Т.Маркова и А.Ф.Чаплина. В более общем виде граничные условия для векторного потенциала имеют вид:

$$\vec{n} \times (\mu_1 \vec{A}_1) = \vec{n} \times (\mu_2 \vec{A}_2) \quad , \qquad (I6)$$

$$\vec{n} \times \mathrm{rot}\vec{A}_1 - \vec{n} \times \mathrm{rot}\vec{A}_2 = \vec{I}_s \ . \qquad (I7)$$

где $\vec{n}$ - нормаль к поверхности в точке p.

Если одна из сред - идеальный проводник, то вместо соотношений (I6) и (I7), имеем:

$$\vec{n} \times \vec{A}_1 = 0 \quad , \tag{I8}$$

$$\vec{n} \times \mathrm{rot}\vec{A}_1 = \vec{I}_s \quad . \tag{I9}$$

При произвольной временной зависимости для вектора $\vec{A}$ следует указать и время t, когда сравниваются значения векторов на границе.

$$\vec{n} \times \vec{A}_1 = 0 \Big|_{p,t} \quad , \tag{20}$$

$$\vec{n} \times \mathrm{rot}\vec{A}_1 = \vec{I}_s \Big|_{p,t} \quad . \tag{2I}$$

В литературе широко используется теорема Умова-Пойнтинга о балансе энергии электромагнитного поля. Заметим, что название "баланс энергии" неточно отражает физическую суть слагаемых, которые входят в теорему. Более точное определение - "баланс мощности", т.к. каждое из слагаемых определяет энергию в единицу времени, т.е. мощность. Переход от мощностей к энергии требует интегрирования по времени. С учетом этого закон сохранения энергии электромагнитного поля для несинусоидальных колебаний должен быть представлен в виде

$$-\int\limits_{t_I}\int\limits_{V} \vec{I}_{ст}\cdot\vec{E}\, dv\, dt = W(t_э)-W(0) + \int\limits_{t_э}\int\limits_{V} \sigma_э \vec{E}^2\, dv\, dt + \int\limits_{t_э}\int\limits_{S} \vec{\Pi}\cdot\vec{n}\cdot ds\, dt \quad , \tag{22}$$

где $W(0)$ - энергия поля в нулевой момент времени. Временем $t_э$ обозначено

$$t_э = t_V + t_I \tag{23}$$

- наибольшее время, когда источник расположен на поверхности S. Полю в этом случае требуется время t_V, чтобы достичь противоположной точки на поверхности S, т.е. $t_V = D/C$, а D - наибольший размер в объеме V. Через t_I обозначено время существования стороннего тока.

Во второй главе рассматриваются математические задачи, которые возникают при решении физических задач. Вначале исследуются вопросы, относящиеся к решению волновых уравнений. Проводится анализ литературных источников для определения требований в смысле гладкости функций, которым должны удовлетворять излучающие токи и излученные ими поля. Определяющими приняты следующие два обстоятельства: ограниченность мощности, подводимой к излучателю, и возможность проведения расчета полей по формулам (3),(5),(7) и аналогичным им (10) и (11). Эти обстоятельства определяют выбор класса функций, содержащего решения (3) и его правые части - пространства Соболева $W_2^1[\Omega\times(0,\infty)]$. Существование и единственность решения таким образом поставленной задачи являются известным в математической физике фактом.

Из вида решений волновых уравнений для потенциалов и полей видно, что для их нахождения требуется выполнять операции интегрирования и дифференцирования многомерных функций. Эти задачи в математике изучены достаточно хорошо. Аналитические решения для задач во временной области получаются для простейших излучателей. Вычислительные методы имеют более широкую сферу использования, универсальны в применении, допускают использование ЭВМ. В качестве основного выбран метод сплайн-функций. Используются кусочно-полиномиальные сплайны, теория которых хорошо разработана, созданы эффективные пакеты программ. Используется следующая форма представления сплайна:

$$f_i(x)=\sum_{k=0}^{2p-1} a_k^{(i)} \frac{(x-x_i)^k}{k!}, \quad i=\overline{0,N}, \; x\in[a,b], \qquad (24)$$

где $a_k^{(i)}$ - коэффициенты сплайна, которые вычислены исходя из условий равенства функций и их производных в общих точках соседних интервалов. Величина $2p-1$ называется степенью сплайна. Удобство использования формы представления сплайна (24) состоит в том, что легко могут быть вычислены интеграл от сплайна и производная в любой точке. Важным обстоятельством является и то, что используемые сплайны образуют, в некотором смысле, "естественный базис" в W_2^p. Возможность и результаты использования метода сплайнов при решении некоторых электродинамических задач отражены в работах автора .

Общая методика использования полиномиальных сплайнов для расчета полей излучателей НСВ выглядит следующим образом. Подынтегральные выражения аппроксимируются сплайном нечетной степени. Коэффициенты сплайнов находятся с использованием комплекта программ ODD из библиотеки программ LIDA-3. Для аппроксимации выбираются сплайны третьей степени, которые затем интегрируются и дифференцируются или наоборот.

Выбор третьей степени сплайна обусловлен тем, что обеспечивается оптимальное соотношение между временем счета и относительной ошибкой аппроксимации. Многочисленные расчеты тестовых примеров и полей реальных излучателей показали, что и увеличение числа точек разбиения и увеличение степени сплайна ведет к уменьшению относительной ошибки аппроксимации. Однако при этом возрастает и время счета. Замечено, что увеличение числа точек разбиения дает более быстрое уменьшение ошибки, чем увеличение степени сплайна. Согласно общей теории расположение точек разбиения на осях координат может быть любым, что совершенно не влияет на алгоритм нахождения коэффициентов сплайна и форму его представления. Но, с точки зрения возможности сравнения величины ошибок аппроксимации удобнее иметь равномерную сетку. Кроме того, появляются преимущества чисто вычислительного характера при вычислении интеграла от сплайна.

Вычислительный эксперимент по аппроксимации двумерной функции $f(x,y)=\sin x \cdot \sin y$ на интервале $[0,\pi;0,\pi]$ показал, что уже при количестве точек по x и y равном 7 относительная ошибка составляет $1{,}7 \cdot 10^{-4}$. Относительная ошибка вычисления интеграла от этой функции при тех же условиях составляет $1 \cdot 10^{-3}$.

Проверка точности дифференцирования осуществлялась путем вычисления операций rot, div, grad div от векторного поля. Относительная ошибка вычислений имеет порядок $10^{-2}...10^{-4}$.

В общем случае теория сплайнов допускает априорную оценку точности аппроксимации. Однако процесс этот довольно трудоемкий. Более простым оказывается проведение вычислительного эксперимента. Увеличение числа точек разбиения и сравнение получаемых результатов позволяют быстро найти оптимальное значение числа точек разбиения по каждой переменной.

В этой же главе рассматриваются вопросы решения интегрального уравнения Вольтерра I рода, к которому сводится задача нахождения характеристик системы приемно-передающих излучателей

$$\int_0^t K(t-\tau)y(\tau)d\tau = f(t) \; . \tag{25}$$

Суть используемой в данной работе методики заключается в следующем. Для аппроксимации искомой функции и ядра выбирается сплайн третьей степени. Это обеспечивает выполнение условий:

$$\left.\begin{aligned} K(t-\tau) &\in W_2^2\,[a,b], \\ y(\tau) &\in W_2^2\,[a,b] \; . \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

Для аппроксимации функции правой части выбирается сплайн седьмой степени, обеспечивающий условие

$$f(t) \in W_2^4\,[a,b] \; . \tag{27}$$

Условия (26) и (27) обеспечивают корректность решения задачи. Искомая функция представляется в виде сплайна

$$y_i(\tau)=\sum_{l=0}^{3} a_{i,j}\,\frac{(\tau-\tau_i)^l}{l!}, \quad \tau\in[0,\tau_n], \; i=\overline{1,n} \; . \tag{28}$$

Ядро $K(t-\tau)$ является функцией двух переменных t и τ, т.е. для его аппроксимации в общем случае необходимо использовать двумерный сплайн. Однако обе переменные соответствуют одной физической величине - времени, и поэтому возможен переход к одномерному сплайну. Это осуществляется следующим образом. Величина интервала разбиения Δt по t и $\Delta\tau$ по τ выбирается одинаковой. Переменные входят в ядро с разными знаками, поэтому необходимо "инвертирование" номеров отсчетов , т.е. если число интервалов разбиения ядра по τ равно m, то текущий индекс в полиномиальном выражении должен быть не i, а $m-i$. Учитывая число разбиений по t, общий индекс при τ должен быть $m-i+k$. Форма представления ядра в виде сплайна имеет вид

$$K(t-\tau)=\sum_{j=0}^{3} b_{k,i,j}\,\frac{(\tau-\tau_{m-i+k})^j}{j!}, \quad \tau\in[0,\tau_m], \; i=\overline{1,m} \; . \tag{29}$$

в функции правой части -

$$f_i(\tau)=\sum_{j=0}^{7} c_{i,j}\frac{(\tau-\tau_i)^j}{j!}, \quad \tau\in[0,\tau_{i+m-1}],\ i=\overline{1,n+m-1}\ . \qquad (30)$$

Подстановка соотношений (28)-(30) в (25) и выполнение операции интегрирования приводит к системе линейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов $a_{i,j}$ или $b_{k,i,j}$, т.е. можно получать классическое решение или восстанавливать ядро уравнения. С целью упрощения вычислительного алгоритма вводится дополнительная "мелкая" сетка с шагом $\Delta\tau/4$. Это приводит к тому, что неизвестные коэффициенты $a_{i,j}$ или $b_{k,i,j}$ для каждого интервала находятся из решения системы уравнений четвертого порядка. При равномерной сетке матрица этой системы одинакова для всех интервалов, изменяются только правые части системы. Время расчетов при этом существенно сокращается.

Проведенный тестовый расчет для функции $f(t) = \sin t$ и ядра $K(t-\tau)=1$ на интервале $[0,\pi]$ показал, что при $N=11$ функция $y(t)$, расчитанная по найденным коэффициентам сплайна, отличается от функции $\cos t$ на величину не более $1{,}5\cdot 10^{-3}$. Это свидетельствует о работоспособности предложенного метода решения уравнения Вольтерра I рода.

Для решения уравнения Фредгольма I рода выбран метод моментов, который широко используется для решения обратных задач.

В третьей главе рассмотрены элементарные излучатели. Теория электрического и магнитного диполей Герца дана в работах Х.Ф.Хармута, однако, некоторые вопросы требуют дополнительного исследования. В диссертации применен метод вывода уравнений полей излучения электрического диполя через вектор Герца. В сферической системе координат для компонент поля H получено:

$$\left.\begin{aligned} &H_R = H_\theta = 0\ , \\ &H_\varphi=\frac{\sin\theta}{4\pi}\left[\frac{\dot f(t-R/c)}{R^2}+\frac{1}{cR}\,\ddot f(t-R/c)\right], \end{aligned}\right\} \qquad (31)$$

а для компонент поля E -

$$\left.\begin{aligned}
E_R &= \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\frac{\cos\theta}{R}\left[\frac{\dot f(t-R/c)}{R^2}+\frac{1}{cR}\ddot f(t-R/c)\right],\\
E_\theta &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\sin\theta}{R}\left[\frac{1}{R^2}f(t-R/c)+\frac{\dot f(t-R/c)}{cR}+\frac{1}{c^2}\ddot f(t-R/c)\right],\\
E_\varphi &= 0\,.
\end{aligned}\right\}\qquad(32)$$

где функция $f(t)$ описывает изменение дипольного момента во времени и связана с током диполя соотношением $\dot f(t)=I(t)$. При больших R в формулах (31) и (32) остается по одному слагаемому:

$$\left.\begin{aligned}
H_\varphi &= \frac{\sin\theta}{4\pi cR}\ddot f(t-R/c)\,,\\
E_\theta &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\sin\theta}{R}\ddot f(t-R/c)\,.
\end{aligned}\right\}\qquad(33)$$

Зависимость полей от угла θ, как и для синусоидальных токов, имеет вид "восьмерки". От угла φ поля не зависят, т.е. на окружностях $R=R_0$ и $\theta=\theta_0$ значение полей одинаковое.

Рассматривая отношение полей в (33) видно, что $E_\theta = Z_0\cdot H_\varphi$, т.е. точно такое же как и для синусоидальных полей. Такое же соотношение выполняется для составляющих поля, пропорциональных $1/R^2$ в (32). Можно показать выполнение такого же соотношения и для составляющих, пропорциональных $1/R^3$. Отсюда следует новый физический результат: "Поля E и H диполя на малых расстояниях так же как и на больших, связаны соотношением $E=Z_0\cdot H$". Это позволяет сделать предположение, что деление на дальнюю и ближнюю зоны носит условный характер.

Расчет полей магнитного диполя проводится через магнитный момент рамки с током. Поскольку токи в рамке замкнуты, то $\operatorname{div}\vec I=0$, т.е. скалярный потенциал со временем не изменяется и в выражении (7) для поля E отсутствует интегральное слагаемое. Если взять магнитный момент рамки в виде $\vec m = I(t)\cdot\vec S$, где $\vec S$ - вектор, равный площади рамки и направленный по ее оси, то для поля E в сферической системе координат имеем:

$$
\left.
\begin{aligned}
&E_R = 0\,,\\
&E_\theta = 0\,,\\
&E_\varphi = -\frac{\mu_0}{4\pi} S\cdot\sin\theta \left[\frac{1}{R^2}\frac{d}{dt} I(t-R/c) + \frac{1}{cR}\frac{d^2}{dt^2} I(t-R/c)\right].
\end{aligned}
\right\}\quad (34)
$$

Аналогичным образом для поля H:

$$
\left.
\begin{aligned}
&H_R = \frac{S\cdot\cos\theta}{2\pi}\left[\frac{1}{R^3}\frac{d}{dt} I(t-R/c) + \frac{1}{cR^2}\frac{d^2}{dt^2} I(t-R/c)\right],\\
&H_\theta = \frac{S\cdot\sin\theta}{4\pi}\left[\frac{1}{R^3} I(t-R/c) + \frac{1}{cR^2}\frac{d}{dt} I(t-R/c) + \frac{1}{c^2R}\frac{d^2}{dt^2} I(t-R/c)\right],\\
&H_\varphi = 0\,.
\end{aligned}
\right\}\quad (35)
$$

Отметим одно важное отличие поля рамки от поля диполя. В выражениях (34) и (35) составляющие поля, пропорциональные $1/R$, стоят со второй производной тока рамки, а не с первой, как у диполя. При больших R для полей E и H из соотношений (34) и (35) будем иметь:

$$
\left.
\begin{aligned}
&E_R = E_\theta = 0\,,\\
&E_\varphi = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{S}{cR}\sin\theta\,\frac{d^2}{dt^2} I(t-R/c)\,,
\end{aligned}
\right\}\quad (36)
$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&H_R = H_\varphi = 0\,,\\
&H_\theta = \frac{1}{4\pi}\frac{S}{c^2R}\sin\theta\,\frac{d^2}{dt^2} I(t-R/c)\,.
\end{aligned}
\right\}\quad (37)
$$

Сравнение с полем диполя показывает, что поля E и H как бы поменялись местами. Угловые зависимости полей рамки аналогичны угловым зависимостям поля диполя. Отличие, которое было отмечено, состоит в форме излучаемого импульса и наблюдается в эксперименте. Еще одно отличие полей рамки и диполя известно из литературы $E_р \ll E_д$, т.е. излучением магнитного диполя можно пренебречь по сравнению с излучением электрического, если они присутствуют совместно.

Элементарная площадка является элементарным поверхностным излучателем. Ее поле вычисляется как суммарное поле электрического и магнитного диполей с токами, которые вводятся как эквивалентные токи на поверхности. Суммарное поле двух диполей в плоскости $\varphi = 0$ определяется выражением

$$dE_\theta = dE_э + dE_м = \frac{\mu_0}{4\pi R}\left[\frac{1}{c}\frac{d^2}{dt^2}E_s(t-R/c) + \frac{\cos\theta}{Z_\phi}\frac{d}{dt}E_s(t-R/c)\right]dS \quad (38)$$

где E_s поле на поверхности dS. В плоскости $\varphi = 90^\circ$ имеет место

$$dE_\varphi = dE_э + dE_м = \frac{\mu_0}{4\pi R}\left[\frac{\cos\theta}{c}\frac{d^2}{dt^2}E_s(t-R/c) + \frac{1}{Z_\phi}\frac{d}{dt}E_s(t-R/c)\right]dS \quad (39)$$

Поле в любом направлении θ, φ определяется как сумма векторов

$$d\vec{E} = \vec{i}_\theta dE'_\theta + \vec{i}_\varphi dE'_\varphi , \quad (40)$$

где $E'_\theta = E_\theta \cos\varphi$. $E'_\varphi = - E_\varphi \sin\varphi$.

В четвертой главе рассматривается теория линейного излучателя. Вначале анализируется самый простой случай - прямолинейный излучатель длиной l с равномерным распределением тока I, который расположен вдоль оси z. Из общих соотношений (3),(5) для компонент поля H в сферической системе координат имеем: $H_R = H_\theta = 0$,

$$H_\varphi = \frac{R\sin\theta}{4\pi}\left(\frac{I(z't-R_{pq}/c)}{c}\int_0^l \frac{1}{R_{pq}^2}dz' + I(z't-R_{pq}/c)\int_0^l \frac{1}{R_{pq}^3}dz'\right). \quad (41)$$

Сравним это выражение с полем H_φ элементарного излучателя. Видно, что они совпадают по характеру зависимости от тока и расстояния. Если теперь рассмотреть поле при больших R, т.е. положить в знаменателе $R_{pq} \cong R$ и пренебречь слагаемым, пропорциональным $1/R^2$, то для поля H_φ получим

$$H_\varphi = \frac{\sin\theta \cdot l}{4\pi c R} \cdot I(t-R/c) . \quad (42)$$

Из соотношений (3),(7) для компонент поля E получено:

$$E_R = -\frac{\mu_0}{4\pi}\cos\theta\,\frac{\partial}{\partial t}\int_0^l \frac{I(z', t-R_{pq}/c)}{R_{pq}}\,dz',$$

$$E_\theta = \frac{\mu_0}{4\pi}\sin\theta\,\frac{\partial}{\partial t}\int_0^l \frac{I(z', t-R_{pq}/c)}{R_{pq}}\,dz', \qquad (43)$$

$$E_\varphi = 0 .$$

При больших R для компонент поля E_R и E_θ получаем:

$$E_R = -\frac{\mu_0}{4\pi}\,\frac{\cos\theta\cdot l}{R}\cdot I(t-R/c),$$

$$E_\theta = \frac{\mu_0}{4\pi}\,\frac{\sin\theta\cdot l}{R}\cdot I(t-R/c). \qquad (44)$$

При сравнении формул (42) и (44), видно, что компоненты E_θ и H_φ связаны соотношением $E_\theta = Z_0\cdot H_\varphi$.

Таким образом, характер поля линейного излучателя на больших расстояниях совпадает с характером поля электрического диполя. Диаграмма направленности в плоскости излучателя пропорциональна $\sin\theta$, а в перпендикулярной плоскости не зависит от угла φ, т.е. окружность.

Длительность импульса поля отличается от длительности импульса тока

$$\tau_п = \tau_и + \frac{R_{макс} - R_{мин}}{c}, \qquad (45)$$

где $R_{макс}$ и $R_{мин}$ - максимальное и минимальное расстояния от точки наблюдения до излучателя.

В общем случае, когда величина тока зависит от времени и от координат излучателя, аналитические выражения для полей получить невозможно. Расчет производится по общим формулам (3),(5),(7) с применением метода аппроксимации сплайнами. Ключевым вопросом при этом является нахождение распределения тока по излучателю. Строгое решение этой задачи возможно для простейших излучателей. Из приближенных методов хорошие результаты дает метод моделирования излучателя длинной линией.

Суть предлагаемого метода заключается в том, что весь излучатель разбивается на элементарные участки, а каждый элементарный участок излучателя представляется в виде R, L, C,G ячейки. В этой модели элемент G_1 определяет излучаемую мощность, элементы C_1 и L_1 определяют эквивалентную емкость и индуктивность, элемент R_1 определяет потери. От точки питания к концу линии распространяется электромагнитная волна. Волна отражается от конца линии и распространяется в сторону генератора. Затем отражается от генератора и т.д., т.е. происходит многократное прохождение волны и каждый проход дает свой импульс поля. Адекватность такой модели существенно зависит от того, каким образом определены параметры ячейки. Обычно их определяют для статических полей или на синусоидальном токе высокой частоты. В диссертации предлагается следующий способ определения параметров R, L, C, G. Из равенства энергий электрического и магнитного полей, которые запасаются в емкости и индуктивности и равным им энергиям полей в некотором объеме получены следующие выражения для L и C:

$$L_1 = \frac{\mu_0}{I_1^2} \int_V \vec{H}_1 \cdot \vec{H}_1 \, dV, \quad (46) \qquad C_1 = \frac{\varepsilon_0}{U_1^2} \int_V \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1 \, dV \quad ,(47)$$

где величина $U_1 = \int_l \vec{E} \cdot dl$ - напряжение на элементарном участке.

Для элементов R и G использованы известные соотношения:

$$R_1 = \frac{1}{I_1^2} \int_V \sigma_э \cdot \vec{E}_1^{\,2} \, dV, \quad (48) \qquad \frac{1}{G_1} = \frac{1}{I_1^2} \int_S \vec{E}_1 \times \vec{H}_1 \, dS \quad . \quad (49)$$

Существенное отличие данной модели от известных состоит в том, что параметры линии являются нестационарными, т.к. поля и токи изменяются во времени. Расчет распределения тока вдоль линии производится методом преобразования Лапласа. В расчетах учитывается волновое сопротивление линии, ее нагрузка, сопротивление и напряжение генератора. Для упрощения расчетов могут быть введены понятия средних (за время действия импульса) величин R, L, C, G.

На практике может быть поставлена задача излучения импульса тока с минимальными искажениями. Тогда, используя условие неискаженной передачи сигнала в длинной линии

$$LG = RC \quad ,$$

можно определить величину R_1, т.к. параметры L_1, C_1, G_1 связаны с излучательными характеристиками элементарной ячейки излучателя. Они задаются формой и длиной элементарного излучателя, формой тока в нем и не могут быть изменены. Величина R_1 связана с электрическими потерями и может искусственно увеличиваться или уменьшатся. Для тонкого цилиндрического проводника с треугольным импульсом тока получена величина удельного сопротивления проводника, которая обеспечивает неискаженную передачу импульса тока:

$$\rho = \frac{Z_0}{2\pi}\left(\frac{c\tau}{l}\right)^5 \cdot \frac{a^2}{l \cdot \mu} . \qquad (50)$$

Длительность импульса поля определяется выражением

$$\tau_п = \tau_и + \frac{R_{макс} - R_{мин}}{c} + \frac{l_и}{V} . \qquad (51)$$

где $l_и$ - длина излучающего участка, V - скорость распространения волны тока по излучателю.

В таком виде способ расчета поля излучателя совместно с моделью бегущей волны тока может быть использован для расчета поля молниевого разряда. В конце главы приведен пример численного расчета поля прямолинейного излучателя с экспоненциальным имульсом тока.

В пятой главе рассмотрена теория поверхностных излучателей. Расчет поля поверхностных излучателей практически не отличается от расчета поля линейных излучателей. В большинстве литературных источников отмечается, что скалярный потенциал в этом случае равен нулю. Это приводит к значительному упрощению расчетов. Для излучателя плоской формы в виде квадрата или круга с одной составляющей тока I_x, которая не зависит от координат x и y, при больших расстояниях R для поля E получено

$$\left.\begin{aligned} E_\theta &= - \frac{\mu_0 \cdot S}{4\pi R} \cdot \frac{\partial}{\partial t} I_x(t-R/c) \cdot \cos\theta \cdot \cos\varphi , \\ E_\varphi &= - \frac{\mu_0 \cdot S}{4\pi R} \cdot \frac{\partial}{\partial t} I_x(t-R/c) \cdot \sin\varphi , \end{aligned}\right\} . \qquad (52)$$

а для поля H -

$$\left.\begin{aligned} H_\theta &= -\frac{S}{4\pi Rc}\cdot\frac{\partial}{\partial t} I_x(t-R/c)\cdot\sin\varphi\ , \\ H_\varphi &= -\frac{S}{4\pi Rc}\cdot\frac{\partial}{\partial t} I_x(t-R/c)\cdot\cos\theta\cdot\cos\varphi\ . \end{aligned}\right\} \quad (53)$$

Выражения (52) и (53) при $\varphi=0$ и $\varphi=\pi/2$ совпадают с выражениями для полей прямоугольной и круглой площадок при синусоидальных колебаниях. Для излучаемых волн выполняются соотношения $E_\theta = Z_0\cdot H_\varphi$ при $\varphi=0$, и $E_\varphi = Z_0 H_\theta$ при $\varphi=\pi/2$. В других случаях необходимо вести расчеты по формулам (3),(5),(7).

Как и в случае линейного излучателя, прежде чем искать поле излучения, нужно найти распределение тока на излучающей поверхности. Чаще всего для этого используют метод интегральных уравнений. Более простой вид уравнений для нахождения тока получается, если использовать граничные условия для векторного потенциала. Чаще всего поверхностные излучатели состоят из двух элементов - облучателя и отражателя. Предположим, что облучатель представлен поверхностью S_1 с током I_1, а отражатель поверхностью S_2 с током I_2. Используя выражения для их векторных потенциалов (3) и уравнение (20), получим

$$\vec{n}_2\times(\vec{A}_1+\vec{A}_2)=\vec{n}_2\times\int\limits_{S_2}\frac{\vec{I}_2(p',t_1-R_2/c)}{R_2}\,dS+\vec{n}_2\times\int\limits_{S_1}\frac{\vec{I}_1(p,t_1-R_1/c)}{R_1}\,dS=0\Bigg|_{M,t_1}, \quad (54)$$

где $M\in S_2$, $p\in S_1$, $p'\in S_2$, $R_2=|\vec{M}-\vec{p}'|$, $R_1=|\vec{p}'-\vec{M}|$.

Данный подход позволяет также определить взаимное влияние облучателя и отражателя. В этом случае уравнения вида (54) записываются для наведенного на облучатель тока $\vec{I}_{1нав}$ на S_1 от источника с током $\vec{I}_2$ на поверхности S_2.

Далее показано применение этого метода для расчета характеристик излучателей, которые расположены вблизи металлических поверхностей.

Интегральные уравнения для нахождения тока на идеально проводящем рассеивателе и излучателе имеют вид

$$\vec{n}_2 \times \int\limits_{S_{рас}} \frac{\vec{I}_{2нав}(p_1, t_1 - R_{22}/c)}{R_{22}}\, dp_1 = -\vec{n}_2 \times \int\limits_{S_{изл}} \frac{\vec{I}_1(p, t_1 - R_{12}/c)}{R_{12}}\, dp \Bigg|_{M, t_1}, \quad (56)$$

где $R_{12} = |\vec{p} - \vec{M}|$, $M \in S_{рас}$, $R_{22} = |\vec{p}_1 - \vec{M}|$.

$$\vec{n}_1 \times \int\limits_{S_{изл}} \frac{\vec{I}_{1нав}(p, t_1 - R_{11}/c)}{R_{11}}\, dp = -\vec{n}_1 \times \int\limits_{S_{рас}} \frac{\vec{I}_{2нав}(p_1, t_1 - R_{212}/c)}{R_{212}}\, dp_1 \Bigg|_{M_1, t_1}, \quad (57)$$

где $R_{11} = |\vec{p} - \vec{M}_1|$, $M_1 \in S_{изл}$, $R_{21} = |\vec{p}_1 - \vec{M}_1|$.
Методика сравнительно просто обобщается на случай, если имеется два или большее число рассеивателей.

Для расчетов полей E и H приводятся аналитические выражения с использованием четырехмерных кубических сплайнов. Приводятся также результаты расчетов полей квадратного излучателя при различных соотношениях его размеров и длительности импульса тока. Рассчитанные пиковые ДН не имеют боковых лепестков. Форма импульса излучаемого поля зависит от направления на точку наблюдения. Здесь же приведены расчеты полей и пиковых ДН малоэлементных решеток из плоских излучателей.

В шестой главе проводится анализ зависимости излучаемых полей от расстояния. Вначале этот вопрос рассматривается для синусоидальных волн. Отмечено, что деление на дальнюю, промежуточную и ближнюю зоны введено для больших по сравнению с длиной волны излучателей при расчете векторного потенциала, точнее при выборе числа членов разложения квадратного корня для расстояния. Имеется и физический критерий для определения границы дальней зоны, который состоит в задании максимальной разности фаз полей от центра и края излучателя. У элементарных источников это деление делается на сравнении величин слагаемых, зависящих от R как $1/R, 1/R^2, 1/R^3$.

Этот же способ использован в работах Х.Ф.Хармута при введении понятия зон излучения для элементарных источников с несинусоидальными токами. Это сделано на основе соотношений аналогичных уравнениям (33) и (34) и получено, что расстояние до дальней зоны разное для полей E и H и зависит от времени, т.к. коэффициенты при разных степенях R зависят от тока, его производной и интеграла от тока. Физическая интерпретация этого результата весьма затруднительна.

В работе Л.Г.Содина предлагается использовать для апертурных антенн и прямоугольного импульса тока критерий дальней зоны в виде $R < D^2/c\tau_э$, где $\tau_э$ - некоторая эффективная длительность импульса. Данное соотношение аналогично обычному определению с заменой длины волны λ на $c\tau_э$. Отмечено, что если импульс имеет конечную длительность фронта, то граница дальней зоны равна $R < D^2/c\tau_ф$. В отличие от работ Хармута здесь отсутствует математическое обоснование введения границ зоны, а величина $\tau_э$ не используется ГОСТом.

Заметим, что как для синусоидальных, так и несинусоидальных волн выполняется принцип суперпозиции. Это означает, что независимо от расстояния поле в точке наблюдения равно сумме полей от отдельных элементов излучателя. На результат суммирования влияют величина, разность времени и отличие направлений прихода полей от отдельных элементов. Именно они и могут быть использованы для вывода критерия дальней зоны.

В качестве исходной предпосылки в данной работе взят принцип сравнения полей от существенно разных элементов излучателя. Сравниваемой величиной выбрана разность расстояний, равная $\Delta R = R_{макс} - R_{мин}$, где $R_{макс}$ и $R_{мин}$ - расстояния до существенно разных элементов излучателя. Эта величина сравнивается с пространственной длительностью импульса, т.е. ставится условие

$$c\tau_и \gg \Delta R \quad . \tag{58}$$

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

Расстояние, с которого начинает выполнятся условие (58), названо границей формирования импульса поля

Для элементарного электрического диполя существенно разными элементами являются одна крайняя точка и точка на середине диполя, если точка наблюдения находтся на перпендикуляре к диполю.

Если для определенности вместо (58) взять $\Delta R = c\tau_и/16$, то расстояние до границы зоны формирования

$$R > \frac{2l^2}{c\tau_и} . \qquad (59)$$

Этот критерий фактически совпадает с обычным "монохроматическим" критерием 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 I/I6 от периода.

Для линейного излучателя длиной l с равномерным по длине распределением тока расстояние до границы зоны формирования импульса поля определяется соотношением (59) независимо от отношения $l/c\tau_и$. 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 $K = V/c$ (V - скорость распространения волны тока). В этом случае из соотношения (59) имеем

$$R > 2K\cdot V\cdot \tau_и . \qquad (60)$$

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

$$R > \frac{2\cdot D^2}{c\tau_и} . \qquad (6I)$$

В седьмой главе рассмотрены излучатели несинусоидальных волн в режиме приема. Для синусоидальных колебаний эта задача решается следующим образом. Из леммы Лоренца получают теорему взаимности, из которой выводят принцип взаимности, и далее постулируется равенство характеристик на прием и передачу. Заметим, что в строгой постановке принцип взаимности доказан только для элементарных источников в предположении малого изменения напряженностей поля E по источникам и равенства распределений токов на них. Предположение о равенстве распределений токов носит ключевой характер. Именно из него в силу единственности решения уравнений Максвелла вытекает равенство характеристик на прием и передачу. В настоящее время имеются работы, в которых показано, что распределения токов в режимах приема и передачи отличаются даже для вибраторных антенн. Следствием этого является неравенство характеристик.

Для несинусоидальных волн возникают дополнительные проблемы. Они начинаются с теоремы взаимности, которую нельзя получить из обычной дифференциальной формы леммы Лоренца из-за того, что не сокращаются слагаемые

$$- \mu_0 \vec{H}_2 \frac{\partial \vec{H}_1}{\partial t} + \mu_0 \vec{H}_1 \frac{\partial \vec{H}_2}{\partial t} - \varepsilon_0 \vec{E}_1 \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t} + \varepsilon_0 \vec{E}_2 \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} \quad (62)$$

Для несинусоидальных полей известно три вида теремы взаимности. Две теоремы доказаны в работе Уолша для опережающих и запаздывающих потенциалов и полей. Для полей она имеет вид

$$\int_{T_1}^{T_2} \int_{V_2} \vec{E}_1 \cdot \vec{I}_2 \, dV \, dt = - \int_{T_1}^{T_2} \int_{V_1} \bar{\vec{E}}_2 \cdot \vec{I}_1 \, dV \, dt , \qquad (63)$$

где $\bar{\vec{E}}_2$ - опережающее поле. В работе Б.М.Петрова и Д.В.Семенихиной теорема взаимности получена применением преобразования Фурье к обычной теореме и имеет вид

$$\int_{V_1} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{I}_1(t-\tau) \cdot \vec{E}_2(\tau) \, d\tau \, dV = \int_{V_2} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_1(t-\tau) \cdot \vec{I}_2(\tau) \, d\tau \, dV . \quad (64)$$

Анализ уравнений (63) и (64) показывает, что интегрирование по времени еще больше затрудняет вопрос о сравнении распределений токов в режимах приема и передачи.

Для некоторых простых излучателей возможен строгий расчет распределения тока в режиме приема. Однако в общем случае это очень сложная дифракционная задача.

В диссертации предлагается следующий способ анализа приемных характеристик. Рассматривается не один излучатель, а два вместе - передающий и приемный. Искомой величиной является пространственно-временная импульсная характеристика $g(t-\tau)$, которая связывает напряжение на входе передающего излучателя с напряжением на выходе приемного излучателя, в заданном секторе углов θ, φ, определяющим взаимное положение излучателей. Связь между этими тремя величинами устанавливается через интеграл наложения

$$S_{вых}(t) = \int_0^t S_{вх}(\tau) g(\theta,\varphi,t-\tau) d\tau \quad . \qquad (65)$$

Метод нахождения функции $g(\theta,\varphi,t-\tau)$ изложен во второй главе.

Преимущество этого способа заключается в том, что в большинстве практических случаев знание именно импульсной характеристики системы приемно-передающих антенн требуется разработчикам радиотехнических систем.

В восьмой главе приводятся результаты экспериментальных исследований различных антенн. Отличие между понятиями антенна и излучатель определено следующим образом. Под антенной понимается конкретное техническое устройство, которое содержит узел питания, распределительное устройство и сам излучатель электромагнитных волн. Основное направление исследований - определение свойств, которым должны удовлетворять антенны для излучения и приема НСВ. Поскольку в настоящее время не существует устойчивой терминологии по оценке свойств антенн НСВ, то исследуются обычно используемые характеристики. Вводится также ряд новых понятий.

Исследование симметричных тонких вибраторных антенн показало, что они имеют большую неравномерность КСВ в диапазоне частот, значительно искажают форму сигнала, имеют большие послеимпульсные колебания. Увеличение ширины плеч вибратора и их сопротивления несколько улучшает его свойства. В целом применение этих антенн для излучения и приема НСВ малоэффективно.

Несимметричные вибраторы исследовались как бортовые антенны. Величина КСВ менее 3 в диапазоне 40...150 МГц получена для вибратора из 12 тонких прутков с центральным питанием. Антенна имеет небольшие послеимпульсные колебания и достаточно хорошо передает сигналы длительностью 5...10 нс. Предложена констукция маловыступающей антенны, у которой худшие электрические, но лучшие массо-габаритные характеристики. Эти антенны имеют ограниченное применение.

Исследование простых щелевых антенн показало их близость с тонкими вибраторными антеннами. Антенны с треугольной формой плеча обладают лучшей равномерностью КСВ. Антенны с экспоненциальной формой плеча имеют КСВ <3 в полосе 260...1200 МГц.

Значительно лучшие характеристики имеют комбинированные щелевые антенны, объединяющие щелевую и вибраторную. В этих антеннах щель прорезается до конца экрана, а в конце включаются резисторы. Включение резисторов позволяет уменьшить отражения от конца щели и приводит к увеличению излучения экрана. Измерения показали, что в довольно широкой полосе частот величина входного сопротивления изменяется незначительно. Исследовалась комбинированная антенна, у которой щель состоит из отрезков экспоненциальных линий и имеет форму "елочки". В конце щель выполнена разомкнутой, а края соединяются резисторами величиной 150 Ом. Питание антенны осуществляется несимметричной полосковой линией. При размерах экрана 950×250 мм и ширине щели 140 мм величина КСВ<3 в полосе частот 20...650 МГц. Эти цифры очень хороший показатель для щелевых антенн.

В ряде случаев к антеннам НСВ предьявляются не только электрические требования, но и массо-габаритные. Одним из вариантов такой антенны являются антенна со щелью в виде листа Мебиуса. Антенна выполнена на двухстороннем фольгированном стеклотекстолите шириной 200 мм,с двух сторон одна под другой прорезаны две щели шириной 20 мм. Пластина свернута в треугольник, а концы щелей на разных сторонах соединены так, что щель образует поверхность Мебиуса. Особенность данной антенны в том, что при пространственной длительности импульса больше, чем периметр треугольника, поле будет иметь поляризацию, отличную от линейной.

Большой объем работ проведен по исследованию спиральных антенн. В качестве перспективных выбраны плоские щелевые логарифмические и арифметические спирали. У них есть возможность изменения распределения тока по антенне путем включения элементов R,C в различные участки спирали и различные варианты соединения антенн между собой.

Рассмотрены различные способы уменьшения нижней рабочей частоты без изменения геометрических размеров антенны (1×1м). Способ "плотная намотка" связан с уменьшением параметра a и увеличением параметра c. При этом происходит увеличение длины плеча. Это дает величину КСВ на частоте 20 МГц порядка 2.5.

Способ - "поглощающая нагрузка" заключается в использовании нагрузочных резисторов. Хорошие результаты получаются для величин резисторов 100...300 Ом , включаемых на расстоянии 0,3...0,5 м от конца щели. Величину КСВ можно сделать равной 2,1. Введение подстроечных емкостей, включенных между краями щели, позволяет улучшить равномерность КСВ и уменьшить его величину. Совместное включение нагрузочных резисторов на концах и емкостей обеспечивает КСВ в диапазоне 20..150 МГц менее 1,8.

Измерялись характеристики антенны из двух соосных спиралей. Активная спираль запитывалась в центре, а концы щелей активной и пассивной спиралей параллельно соединялись между собой. В центре пассивной спирали включен резистор. Величина КСВ на частоте 20 МГц получилась равной 1,27.

В антенне из четырех соосных спиралей с последовательным соединением щелей активной является только одна спираль, которая запитывается в начале. По величине КСВ = 2,5 полоса рабочих частот 10...1000 МГц. Диаграмма направленности имеет четко выраженный главный лепесток в направлении, перпендикулярном к активной спирали. Кроме этого, уменьшилось влияние питающего кабеля, т.е. не нужно симметрирующее устройство.

Как излучатели НСВ спиральные антенны обеспечивают хорошую форму излучаемого сигнала, но имеют повышенную длительность и повышенный уровень послеимпульсных колебаний.

Исследовались два типа рупорных антенн. Одна из них П6-23А выпускается серийно. Она имеет КСВ <1,5 в диапазоне частот 1..12 ГГц, искажает форму сигнала длительностью 1...2 нс, имеет длительные послеимпульсные колебания, ширина пиковой ДН составляет 50°, форма диаграммы имеет безлепестковый характер. Ее существенным недостатком является малая амплитуда излучаемого однополярного сигнала.

Вторая антенна - ТЕМ-рупор с резистивной нагрузкой. Она имеет КСВ <2 в полосе частот 100...1000 МГц, мало изменяет форму сигнала длительностью 1...2 нс, имеет небольшие послеимпульсные колебания. У этой антенны высокий уровень бокового и заднего излучения.

Для проведения точных измерений разработана конструкция ферритовой антенны. Она состоит из ферритового стержня прямоугольного или круглого сечения, на котором расположен один виток провода, непосредственно соединенный с несимметричной полосковой линией. Ферритовый стержень расположен на металлическом экране. Антенна имеет плавную зависимость КСВ с подъемом в области низких частот.

Характеристики антенны значительно улучшаются, если в конструкцию добавляется еще один ферритовый стержень. Этот стержень располагается над первым, но не охватывается петлей возбуждения. Неравномерность КСВ этой антенны менее 3 дБ в полосе частот 20...1000 МГц. Принятый сигнал с большой степенью точности воспроизводит передаваемый, а величина послеимпульсных колебаний небольшая. Использование различных типов ферритов и стержней приводит к близким результатам с отличием в амплитуде принимаемого сигнала. Недостаток этих антенн заключается в их малом усилении и ограничении на использование ее в режиме передачи, из-за насыщения ферритового сердечника.

Большинство из описанных выше типов антенн не имеет одного главного направления излучения. Для его создания обычно используют металлические отражающие экраны. Поэтому актуальным является вопрос оценки влияния экрана на характеристки антенны. Исследовались два типа экранов в виде сплошной металлической поверхности и в виде отражающей решетки из пластин. Размер решетки 1000х1000 мм, высота пластин 100 мм. Для возможности работы с круговой поляризацией решетка выполнена в виде квадратных ячеек размером 50х50 мм.

Сравнение измерений с решеткой и со сплошным экраном показывает, что влияние отражающей решетки на входное сопротивление антенны меньше при одинаковом расстоянии до антенны. Эта зависимость просматривается для всех частот, на которых проводились измерения. Таким образом использование отражательной решетки позволяет уменьшить габариты антенны.

В приложении I приведен анализ характеристик антенн для несинусоидальных волн. В приложении II представлен обзор литературы по конструкциям таких антенн.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

I. На основе метода векторного потенциала получены электродинамические уравнения для расчета полей излучателей несинусоидальных волн.

2. Получены волновые уравнения для полей E и H и их решения во временной области.

3. Показано, что поля, токи и их первые и вторые производные должны быть непрерывными функциями времени и пространственных координат и интегрироваться с квадратом.

4. Использование многомерных кусочно-полиномиальных сплайнов позволяет производить аппроксимацию, интегрирование и дифференцирование функций с относительной ошибкой менее I%.

5. Предложен метод решения интегрального уравнения Вольтерра I рода, который основан на использовании сплайнов.

6. Получены выражения для поля излучения элементарной площадки.

7. Разработана теория линейного излучателя несинусоидальных волн. Получены аналитические выражения для поля излучателя с равномерным пространственным распределением тока. Предложена модель излучателя с бегущей волной тока, которая позволяет производить расчеты полей широкого класса излучателей.

8. Разработана теория поверхностных излучателей несинусоидальных волн. Аналитические выражения получены для полей плоских излучатетелей с равномерным пространственным распределением тока. В общем случае получены интегральные уравнения для расчета пространственно-временного распределения тока по поверхности излучателя.

9. Проведенные численные расчеты показали, что форма излучаемого импульса поля зависит от углового положения точки наблюдения.

IO. Проведен анализ излучаемых полей от расстояния до излучателя. Предложен физический критерий для границы зоны формирования импульса поля.

II. Показано, что характеристики излучателей на прием и передачу совпадают только при равенстве пространственно-временных распределений тока на излучателях.

12. Предложен метод расчета пространственно-временной импульсной характеристики системы приемно-передающих излучателей.
13. Проведенные экспериментальные исследования известных антенн позволили определить возможности их использования для излучения несинусоидальных волн.
14. Предложены конструкция ферритовой антенны, которая обеспечивает малые искажения сигнала. Предложена конструкция спиральной антенны на основе поверхности Мебиуса. Предложена конструкция маловыступающей бортовой антенны.

ПУБЛИКАЦИИ, ОТРАЖАЮЩИЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Крымский В.В., Серегин В.П. Синтез антенн, расположенных вблизи металлических поверхностей// Теория и техника радиосистем.-Челябинск: ЧПИ, 1978.-С.64-66.
2. Крымский В.В., Михин В.В. Применение метода конечных элементов в анализе и синтезе антенн// Теория и техника радиосистем.- Челябинск: ЧПИ, 1978.-С.67-69.
3. Крымский В.В. Оценка ЭМС излучающих систем, расположенных вблизи металлических поверхностей// Теория и техника радиосистем.- Челябинск: ЧПИ, 1980.-С.95-97.
4. Крымский В.В., Лысенко Ю.В. Применение сплайнов в задачах синтеза антенн// Теория и техника радиосистем.-Челябинск: ЧПИ, 1980.-С.102-104.
5. Крымский В.В., Хашимов А.Б. Учет взаимного влияния антенн при измерении их характеристик// Метрологическое обеспечение антенных измерений: Тез. докл. II Вс. НТК.-Ереван: ВНИИРИ, 1981.-С.125-127.
6. Vasilenko V.A., Kovalkov A.V., Zuzin M.V., Krymscy V.V., Lisenko Yu.V. Programming pachage LIDA on approximation and data treatment.- Preprint.- Novosibirsk.-Comp. Cent.Acad of Scien.- 1981.-31 p.
7. Измерение диаграмм направленности бортовых антенн//Крымский В.В., Лысенко Ю.В, Хашимов А.Б., Шафранов Е.В.// Антенные измерения: Тез.докл. III Вс. НТК.- Ереван: ВНИИРИ, 1984.- С.159-160.

8. Восстановление формы ДН по результатам дискретных измерений// Василенко В.А., Ковалков А.В.,Крымский В.В., Шафранов Е.В.// Антенные измерения: Тез.докл. III Вс. НТК.- Ереван: ВНИИРИ, 1984.-С.161-163.
9. Крымский В.В., Лысенко Ю.В., Хашимов А.Б. Применение сплайнов и конечных элементов для решения задач анализа и синтеза антенн// Теория и техника радиосистем.- Челябинск: ЧПИ, 1984.-С.16-19.
10. Крымский В.В., Хашимов А.Б. Синтез излучающих систем с учетом влияния рассеивающих поверхностей// Теория и техника радиосистем.- Челябинск: ЧПИ,1984.-С.19-23.
11. Крымский В.В., Шафранов Е.В. Аппроксимация волновых полей и излучающих поверхностей с помощью сплайнов /Челяб. политех. инст.- Челябинск: 1986. Библ. 9 назв.- Рус.- Деп. в ВИНИТИ рук. № 3736-386.-15с.
12. А.с.№1259375. Бортовая щелевая антенна/В.В.Крымский// Открытия, изобретения ....1986.- № 36.
13. Крымский В.В., Шафранов Е.В. Применение сплайнов при расчете ДН по измерениям в ближней зоне// Антенные измерения: Тез.докл. IV Вс. НТК.- Ереван:ВНИИРИ,1987.-С.348-351.
14. Бухарин В.А.,Крымский В.В., Шафранов Е.В. Применение метода конечных элементов в задачах измерения диаграмм направленности антенн// Антенные измерения: Тез.докл. IV Вс. НТК.- Ереван: ВНИИРИ,1987.-С.92-95.
15. Крымский В.В. Применение сплайнов при анализе открытых систем// Автоматическое регулирование и элементы исполнительных систем.-Челябинск:ЧПИ,1987.-С.32-33.
16. Крымский В.В., Хашимов А.Б. Синтез антенн пеленгационных систем с учетом влияния местных предметов. //Вопросы радиоэлектроники.- Сер.ОВР.- Вып.7.-1987.-С.85-89.
17. Восстановление пеленгационных характеристик антенн с помощью сплайнов/ Василенко В.А., Ковалков А.В.,Крымский В.В. и др. // Вопросы радиоэлектроники -Сер.ОВР - Вып.4 - 1988.- С.73-76.
18. Крымский В.В. Анализ и синез антенн для несинусоидальных волн// Устройства и методы прикладной электродинамики: Тез.

докл. I Вс. НТК - М.:МАИ, 1988.-С.56.
19. Крымский В.В., Шафранов Е.В.Оценка электромагнитной совместимости антенн. Electromagnetic compartibility. LX Int. Sump. on Electr.Comp. Wroclaw, 1988, p.321-325.
20. Крымский В.В., Исерсон М.К., Шафранов Е.В. Расчет зеркальных антенн в широком диапазоне частот// Математические методы анализа и оптимизации зеркальных антенн: Тез.докл. I Вс. НТК - Свердловск: ИМиМ,1989.-С.57-58.
21. Крымский В.В., Исерсон М.К. Математическое моделирование поля излучения ФАР, возбуждаемой несинусоидальными сигналами // ФАР и их элементы: автоматизация проектирования и измерений: Тез.докл. Вс. НТК.- Казань.- КАИ.- 1990.-С.50.
22. Krymscy V.V., Iserson M.K. Calculation for non-sisusoidal disturbance fields. Int.Sump. on Electromagnetic Compartibility, Nagoya, 1989, V 1, p.373-375.
23. Krymscy V.V., Iserson M.K. Radiation and Reception of Non-sinusoidal Disturbances. Electromagnetic Compartibility, Tenth Int.Sump. on Electromagnetic Compartibility, Wroclaw, 1990, p.33-36.
24. Krymscy V.V. Culculation and Measurement of Disturbances from ligthning Discharges. Electromagnetic Compartibility, X Int.Sump. on Electromagnetic Compartibility, Wroclaw, 1990, p.654-657.
25. Крымский В.В., Исерсон М.К. Оригинальная антенна для приема СНЧ сигналов// Прием и анализ СНЧ колебаний естественного происхождения.- Тез.докл. III Вс. НТК.- Львов: ФМИ АН УССР, 1990.- С.78.
26. А.с.№1639368 Маловыступающая антенна/ Крымский В.В., Исерсон М.К.// дсп
27. Исерсон М.К., Крымский В.В., Сташкевич И.Р. Расчет несинусоидальных полей зеркальных антенн// Устройства и методы прикладной электродинамики: Тез. докл. II Вс. НТК.- М.: МАИ, 1991.-С.12.
28. Krymsky V.V. Culculation of Electromagnetic Fields from Ligthning Discharges. - Proceed. of Int.Sump. on Electromagnetic Comp., Beiging, Int.Acadtmic publishers, 1992, p.294-295.

29. Крымский В.В. Зоны формирования импульса несинусоидального поля// Перспективы развития антенно-фидерной техники и ее элементной базы: Тез.докл.НТК.- Суздаль: МЭИ, 1992.- С.74-75.
30. Крымский В.В. Приемные антенны несинусоидальных волн// Перспективы развития антенно-фидерной техники и ее элементной базы: Тез.докл.НТК.- Суздаль, МЭИ, 1992.- С.76-77.
31. Крымский В.В. Передающие антенны несинусоидальных волн// Перспективы развития антенно-фидерной техники и ее элементной базы: Тез.докл.НТК.- Суздаль: МЭИ,1992.- С.78.
32. Крымский В.В. Сверхширокополосные логарифмические спиральные антенны// Перспективы развития антенно-фидерной техники и ее элементной базы: Тез.докл.НТК.- Суздаль: МЭИ.- 1992.- С. 79-80.
33. Krymscy V.V., Iserson M.K. Ferrite Antenna for Reciving Pulse Disturbances. Electromagnetic Compartibility. XI Int. Sump. on Electromagnetic Compart., Wroclaw, 1992, p.249-250.
34. Krymscy V.V. Carlculation for the Non-Sinusoidal Field of the Lintar Antenna. Antennas and Propagation, Int. Symp. on Ant. and Prop.,Sapporo, 1992.
35. Krymscy V.V., Krymscaya N.V. Carlculation for the Pulse Characteristic of Metter and Regeneration of the True Form of Disturbance Signal.- Proc. of Int.Sump. on Electromagnetic Comp. Beiging, Int. Acadtmic publishers, 1992, p.120-121.
36. Крымский В.В. Расчет несинусоидального поля линейной антенны// Физические исследования с использованием миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.-Харьков: ИРЭ АН УССР,1991.- С.57-62.
37. Крымский В.В., Исерсон М.К. Измерение отражения несинусоидальных сигналов от простейших тел// Физические исследования с использованием миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.-Харьков: ИРЭ АН УССР,1991.-С.54-57.
38. А.с.№1681356 Магнитная антенна /В.В.Крымский // Открытия, изобретения ... . 1991. - № 36.

Подписано к печати 16.03.93. Формат 60Х90 I/16. Печ. л. 2.
Уч.-изд. л. 2. Тираж 100 экз. Заказ 66/171.

Издательство при ЧГТУ. 454080, г. Челябинск, пр. им. В.И. Ленина, 76.