



ВООРУЖЕННЫЕ СИЛЫ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОЕННАЯ АКАДЕМИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ»

СБОРНИК
НАУЧНЫХ СТАТЕЙ
ВОЕННОЙ АКАДЕМИИ
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

№ 44

Минск
2023

Редакционная коллегия

- В. М. Булойчик** (главный редактор),
доктор технических наук, профессор;
- В. А. Куренёв** (заместитель главного редактора),
доктор технических наук, профессор;
- А. А. Жук**, (секретарь),
кандидат технических наук, доцент
- В. Р. Драгун**, кандидат военных наук, доцент;
- В. М. Белько**, кандидат технических наук, доцент;
- В. М. Берикбаев**, кандидат технических наук, доцент;
- Д. Ю. Богданов**, доктор военных наук, доцент;
- А. И. Благовестов**, кандидат военных наук, доцент;
- В. Б. Василевский**, кандидат военных наук, доцент;
- В. И. Гринюк**, кандидат военных наук, профессор;
- Р. А. Гуцев**, кандидат технических наук, доцент;
- М. Ю. Избаш**, кандидат военных наук, доцент;
- В. И. Кардаков**, кандидат технических наук, доцент;
- В. А. Малкин**, доктор технических наук, профессор;
- М. В. Пылинский**, доктор военных наук, профессор;
- А. Г. Тицкий**, кандидат психологических наук, доцент;
- С. А. Фомин**, кандидат военных наук, доцент;
- Л. Л. Чайковский**, кандидат технических наук, доцент.

В соответствии с приказом Высшей аттестационной комиссии Республики Беларусь научный журнал «Сборник научных статей Военной академии Республики Беларусь» включен в перечень научных изданий для опубликования результатов диссертационных исследований по военной и технической отраслям науки.

Набор и верстка: *Н. Д. Булаева*
Дизайн обложки: *О. К. Котоласов*

Подп. в печ. 23.06.23 г. Формат 60×84/8. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс». Ризография.

Усл. печ. л. 13,49. Уч.-изд. л. 11,6. Тираж 100 экз. Зак. 134.

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования «Военная академия Республики Беларусь».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий

№ 1/224 от 19.03.2014.

№ 2/81 от 19.03.2014.

ЛП № 02330/76 от 27.03.2014.

Пр. Независимости, 220, 220057, Минск

СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ ВОЕННОЙ АКАДЕМИИ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

СОДЕРЖАНИЕ

№ 44

1. Военные науки

| | |
|---|----|
| <i>Автушко А. А., Латушко М. М.</i> Формирование структуры полевого узла связи подвижного пункта управления с применением общего логико-вероятностного метода..... | 2 |
| <i>Богданов Д. Ю.</i> Методика обоснования рационального состава сил и средств в интересах выполнения задач тылового обеспечения | 9 |
| <i>Богданов Д. Ю., Звонкович И. А.</i> Методика оценки эффективности системы тылового обеспечения войск (сил) в военное время | 16 |
| <i>Василевский В. Б., Шатько В. И.</i> Возможные направления освоения опыта вооруженных конфликтов в ходе изучения оперативно-тактических дисциплин | 26 |
| <i>Василевский В. Б., Шатько В. И., Зайцев С. М.</i> Аспекты военно-исторической работы в Вооруженных Силах Республики Беларусь. Проблемные вопросы и возможные пути их решения | 34 |
| <i>Гулевич Г. И.</i> Совершенствование системы боевой подготовки воинских частей с учетом опыта специальной военной операции | 47 |
| <i>Кузьмин П. Ю., Благовестов А. И.</i> Применение блочно-модульной технологии при подготовке подразделений сил специальных операций | 55 |

2. Технические науки

| | |
|---|-----|
| <i>Бекиш А. Р., Нефёдов Д. С., Сахарук Д. А.</i> Исследование эффективности методов комплексирования изображений видимого и тепловизионного диапазонов | 64 |
| <i>Буйвалов И. Е.</i> Исследование диаграммы направленности линейной синфазной равномерно возбужденной антенны в ближней зоне | 75 |
| <i>Грибков Ю. А., Гончаренко В. П.</i> Синхронизатор с тарельчатыми пружинами в трансмиссии тягово-транспортных машин | 88 |
| <i>Гуторов А. В., Домарацкий А. В., Ивуть П. В., Хомицевич А. Д., Щербаков Н. Г.</i> Комплекс мультиспектральной съемки для БПЛА | 95 |
| <i>Козлова О. М., Булойчик В. М., Михайлов А. В.</i> Моделирование вероятного движения нарушителя границы в задаче пограничного поиска..... | 102 |
| <i>Шевелёв А. А.</i> Оценка эффективности специального программного обеспечения комплекса средств автоматизации командного пункта авиационного соединения | 109 |

УДК 621.372.512

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛИНЕЙНОЙ СИНФАЗНОЙ РАВНОМЕРНО ВОЗБУЖДЕННОЙ АНТЕННЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

И. Е. Буйвалов*

Диаграмма направленности линейной антенны в мнимой области впервые была рассмотрена в статье [1]. Впоследствии материал был в значительной степени переработан, дополнен и предлагается в новой редакции. В статье показано, что мнимая область соответствует ближней зоне антенны, в которой наблюдается дифракция Френеля.

The radiation pattern of a linear antenna in the imaginary region was first considered in the article [1]. Subsequently, the material was largely revised, supplemented and is offered in a new edition. The article shows that the imaginary region corresponds to the near zone of the antenna in which Fresnel diffraction is observed.

Введение

Исследование поля антенны с помощью электродинамических методов приводит к достаточно сложным аналитическим выражениям, не обладающим к тому же простой физической наглядностью. В то же время использование известных, хорошо изученных и наглядных представлений из других областей науки, подчиняющихся аналогичным физическим законам, позволяет быстрее и проще получить желаемый результат. Так, например, в антенных устройствах широко используются методы исследования, применяемые в оптике, теории электрорадиоцепей и теории длинных линий, то есть областях, имеющих дело с волновыми процессами.

О значении аналогии в физике Джеймс Максвелл писал: «Для составления физических представлений следует освоиться с существованием физических аналогий. Под физической аналогией я понимаю то частное сходство между законами двух каких-нибудь областей науки, благодаря которому одна из них является иллюстрацией для другой» [2, с.12].

Одной из основных характеристик антенны, определяющей ее направленные свойства, является амплитудная диаграмма направленности. Амплитудной диаграммой направленности (ДН) антенны $|f(\theta, \varphi)|$ называется зависимость амплитуды напряженности электрического поля в равноудаленных точках дальней зоны ($r = \text{const}$) от направления (координаты θ, φ).

В соответствии с теоремой перемножения диаграмм направленности результирующая комплексная диаграмма направленности антенны в дальней зоне может быть представлена формулой [3]:

$$f(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi) f_c(\theta, \varphi),$$

где $f(\theta, \varphi)$ – комплексная диаграмма направленности элемента антенны (элементарного излучателя); $f_c(\theta, \varphi)$ – комплексная функция, называемая множителем системы.

Элементарным называется излучатель, размеры которого весьма малы по сравнению с длиной волны $\Delta L \ll \lambda$, $\Delta S \ll \lambda^2$, где λ – длина волны; ΔL – длина элементарного излучателя линейной антенны длиной L ; ΔS – площадь элементарного излучателя апертурной антенны с апертурой S . К элементарным излучателям относятся: элементарный электрический излучатель (диполь Герца), элементарный магнитный излучатель (магнитный диполь Герца) и излучатель Гюйгенса [3, 4].

В то время как тип элементарного излучателя определяет частные свойства антенны, множитель системы характеризует ее общие свойства, не зависящие от типа излучателя. Принимая во внимание слабую направленность элементарного излучателя и тот факт, что основное влияние на характеристики ДН антенны оказывает множитель системы, остановимся

на его рассмотрении. Также учитывая, что анализ диаграмм направленности прямоугольных синфазных раскрытов с разделяющимся амплитудно-фазовым распределением сводится к анализу линейных антенн [3], будем рассматривать множитель системы эквивалентной линейной антенны.

В общем виде множитель системы непрерывной линейной антенны записывается:

$$|f_c(\theta)| = \left| \int_0^L A(z) e^{i\Phi(z)} e^{ikz \cos \theta} dz \right|, \quad (1)$$

где L – длина антенны; $A(z)$ и $\Phi(z)$ – соответственно амплитудное и фазовое распределения на антенне.

Множитель системы описывает эффект наложения (суперпозиции) сферических волн, возбуждаемых точечными изотропными излучателями (элементами антенны dz) в дальней зоне, называемой также областью дифракции Фраунгофера, при $r = r_0 = \text{const}$ (рисунок 1).

Дальняя зона характеризуется тем, что парциальные поля $d\vec{E}$ элементов антенны можно считать параллельными и оперировать ими как скалярными величинами.

Примечание – Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики. Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн. По историческим причинам перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом когерентных дискретных источников, принято называть интерференцией волн. Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно, принято называть дифракцией волн [5].

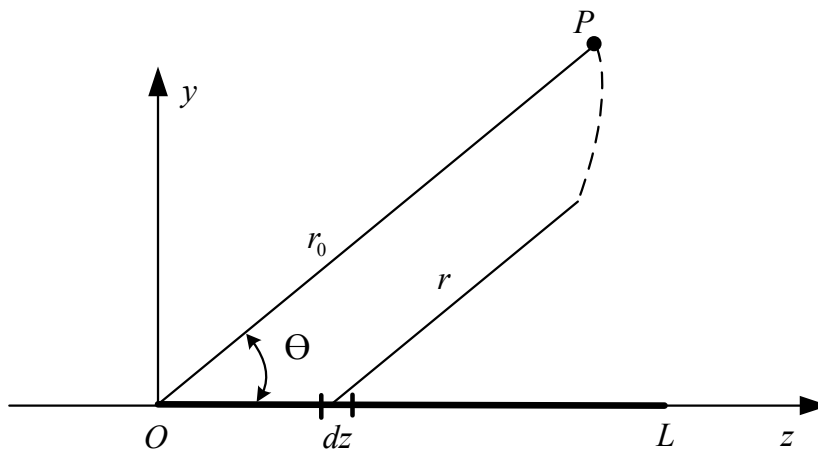


Рисунок 1. – Сложение полей элементарных излучателей в дальней зоне

Если ось z на рисунке 1 направить в противоположную сторону, а в интеграле (1) установить бесконечные пределы интегрирования, то получим преобразование Фурье от амплитудно-фазового распределения (АФР) на антенне $A(z) e^{i\Phi(z)}$:

$$|f_c(\theta)| = \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(z) e^{i\Phi(z)} e^{-ikz \cos \theta} dz \right|.$$

Подставив в данное выражение $A(z) = 1$, $\Phi(z) = 0$, получим:

$$|f_c(\theta)| = \left| \int_{-L}^0 e^{-ikz \cos \theta} dz \right| = \left| \frac{1 - e^{ikL \cos \theta}}{-ik \cos \theta} \right| = \frac{L}{2} \left| e^{ik \frac{L}{2} \cos \theta} \right| \times$$

$$\times \left| \left(e^{-ik\frac{L}{2}\cos\theta} - e^{ik\frac{L}{2}\cos\theta} \right) / \left(-ik\frac{L}{2}\cos\theta \right) \right| = L \left| e^{ik\frac{L}{2}\cos\theta} \right| \times \left| \sin\left(\frac{L}{2}k\cos\theta\right) / \left(\frac{L}{2}k\cos\theta\right) \right| = L \left| \sin\left(\frac{L}{2}k\cos\theta\right) / \left(\frac{L}{2}k\cos\theta\right) \right|, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны.

Примечание – Вынесение фазового множителя $e^{ik\frac{L}{2}\cos\theta}$ в преобразовании Фурье эквивалентно смещению точки O в центр антенны, при этом «собирается» ДН. Расстояние r_0 до точки наблюдения P в дальней зоне (рисунок 1) в анализе не участвует, так как множитель с $r_0 = \text{const}$ выносится за знак интеграла (1) [3].

Функция $|f_c(\theta)|$ является периодической с периодом, равным π . Графики нормированных функций $|F_c(\theta)| = |f_c(\theta)|/L$ для $L = 3\lambda$ и $L = 3,5\lambda$ в системе координат функции $|F_c(\theta, \phi)|$ изображены на рисунке 2.

Примечание – Нормирование эквивалентно изменению уровня амплитудного распределения $A(z) = 1/L$.

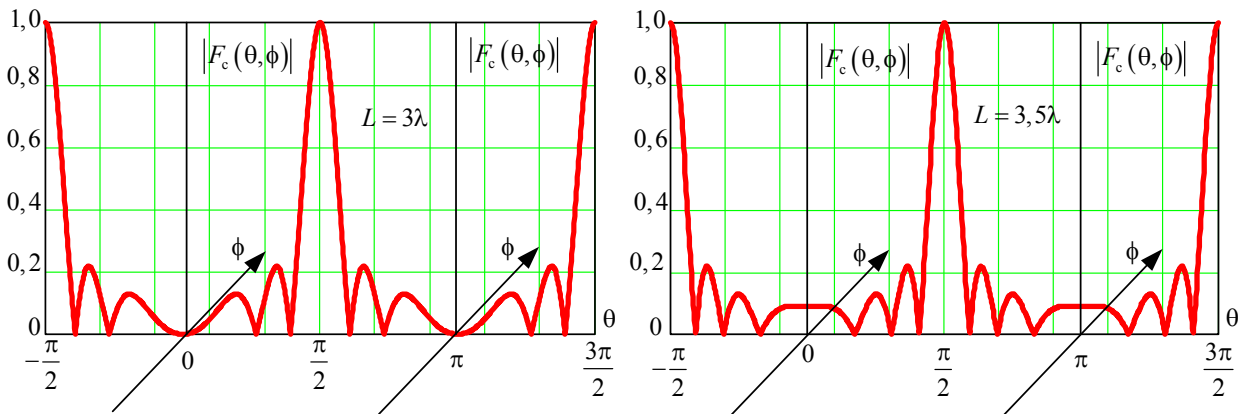


Рисунок 2. – Нормированные амплитудные диаграммы направленности для $L = 3\lambda$ и $L = 3,5\lambda$

Введение в (2) новой переменной $\omega_z = k \cos\theta$, рад/м, называемой пространственной частотой [6], приводит к угловому спектру поля антенны (3), аналогичному спектральной плотности видеоимпульса единичной амплитуды $U(t) = 1$, длительностью τ_n , эквивалентной длине антенны L , где координата z элемента антенны dz соответствует времени t [7]:

$$|f_c(\omega_z)| = L \left| \sin\left(\frac{L}{2}\omega_z\right) / \left(\frac{L}{2}\omega_z\right) \right|. \quad (3)$$

Слова «угловой спектр» подчеркивают, что осуществляется разложение волнового поля в спектр плоских волн различных направлений распространения [8]. Направления распространения плоских волн, на которые разлагается волновое поле, определяются волновым вектором \vec{k} , модуль и направляющие косинусы которого равны: $k = 2\pi/\lambda$, $\cos\theta$ и $\cos(\pi/2 - \theta) = \sin\theta$.

Построение зон Френеля для линейной антенны

В отличие от дифракции Фраунгофера, дифракция Френеля наблюдается в «сходящихся лучах».

На рисунке 3 изображена линейная антенна длиной L . На оси y , проходящей через середину антенны – точку O , на расстоянии r находится точка наблюдения P , которая видна из точек A, B под углами $\pi - \theta$ и θ . Разобьем антенну из точки P на зоны Френеля. В соответствии с методом Френеля фазовый набег волны в пределах каждой зоны в точке P изменяется на π . Следовательно, набег фаз от внешних границ зон до точки P будет $n\pi$, а разность хода волн – $n\lambda/2$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ – порядковый номер зоны Френеля. Представляя каждую зону вектором, величина которого пропорциональна размерам зоны, а фаза меняется от зоны к зоне на π , амплитуду результирующего колебания в точке P можно представить суммой амплитуд колебаний отдельных зон, заменив таким образом векторную сумму скалярной: $A_{\Sigma} = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots A_n$.

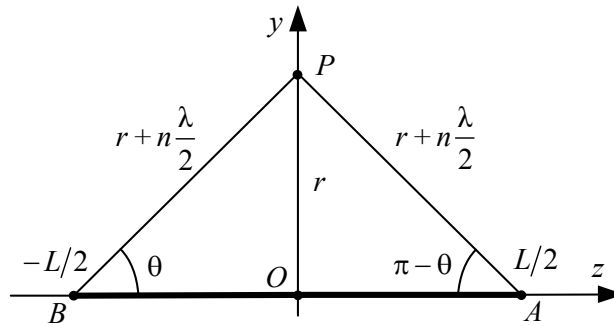


Рисунок 3. – Построение зон Френеля

В соответствии с определением зон Френеля из прямоугольного треугольника OAP запишем уравнение дифракции:

$$l_n^2 + r^2 = (n\lambda/2 + r)^2,$$

где l_n – расстояние вдоль антенны от точки O до внешней границы n -й зоны.

Сокращая подобные, получим уравнение параболы, вершина которой смещена на $n\lambda/4$ в область отрицательных значений r :

$$z^2 = n\lambda y + (n\lambda/2)^2 = n\lambda(y + n\lambda/4), \text{ где } z = l_n, y = r. \quad (4)$$

График функции $z = \pm\sqrt{n\lambda(y + n\lambda/4)}$ для $n = 5$, безразмерной $\lambda = 4$ и антенна длиной $L = 5\lambda$ изображены на рисунке 4, а. Следует заметить, что ось z направлена в сторону, противоположную той, которая указана на рисунке 3. Часть параболы, для которой $y = r < 0$, находится в мнимой области, т. е. дифракция здесь отсутствует. При $r = 0$ точки P и O совпадают, парабола пересекает ось z в точках $\pm 5\lambda/2$, количество зон Френеля равно: $n = L/(\lambda/2) = 2L/\lambda = 10$. Для $L = n\lambda/2$ имеем $l_n = L/2 = (n\lambda/2)/2 = n\lambda/4 = 10$.

Коэффициенты при z и y в уравнении (4) образуют определитель уравнения кривой второго порядка, который является инвариантом относительно поворота и переноса осей координат [9]. Каноническое уравнение параболы в системе координат ZOY , смещенной по оси y на $n\lambda/4$, будет $Z^2 = n\lambda Y$, где $Y = y + n\lambda/4$. В поперечной плоскости xOy , где размер антенны $d \ll \lambda/4$, смещения параболы на $n\lambda/4$ не будет и дифракционное уравнение запишется $x^2 = n\lambda y$. Подстановка $x^2 = n\lambda y$ в (4) приводит к уравнению $z^2 - x^2 = (n\lambda/2)^2$, которое для действительной области $y \geq 0$ является уравнением равносторонней гиперболы.

Для мнимой области $y < 0$ уравнение трансформируется в уравнение окружности $z^2 + x^2 = (n\lambda/2)^2$. Графики гиперболы и окружности для $n = 5$ и $\lambda = 4$ в плоскости zOx изображены на рисунке 4, б.

Примечание – Уравнение $z^2 - x^2 = 0$ определяет пару пересекающихся прямых $z = x$, $z = -x$, проходящих через точку O .

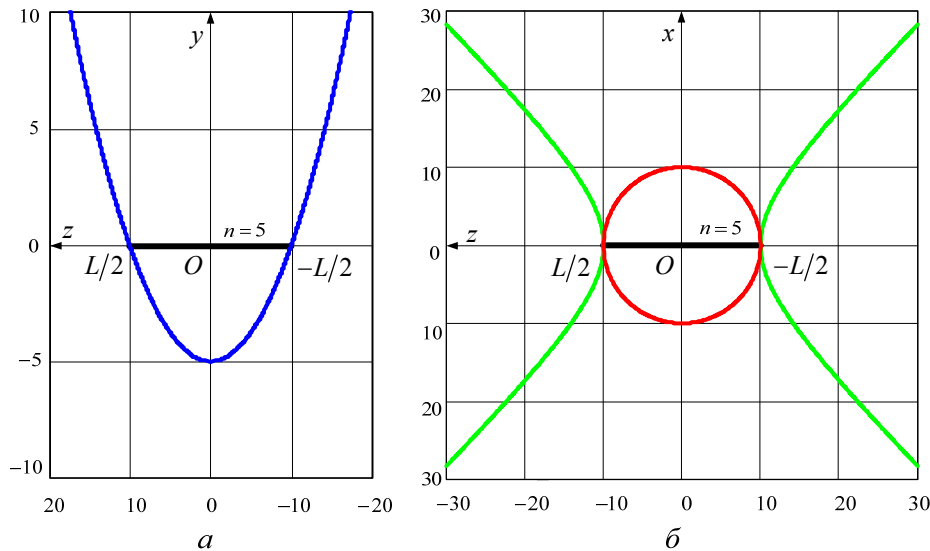


Рисунок 4. – Графики функций

Ввиду симметрии антенны относительно оси z , гипербола является образующей двуполостного гиперболоида вращения, а окружность – сферы. Асимптотический конус, к которому стремится гиперболоид при увеличении z , образуется прямыми, пересекающими ось z в т. O под углом 45° .

Решая (4) относительно n для $r \geq l_n$, получим:

$$n = \left(\sqrt{l_n^2 + r^2} - r \right) / (\lambda/2) = \left(r \sqrt{1 + (l_n/r)^2} - r \right) / (\lambda/2) \cong l_n^2 / \lambda r = (L/2)^2 / \lambda r, \quad (5)$$

т. е. с увеличением r количество зон на антенне уменьшается. Расстояние, при котором на антенне будет укладываться n зон, найдем из (4): $r = (l_n^2 / n\lambda) - (n\lambda/4)$. Подстановка $n = 1$ и $l_n = L/2 = n\lambda/4$ даст дальнюю границу зоны дифракции Френеля, или расстояние, при котором антенну «накрывает» только одна первая зона: $r_{\max} = (L/2)^2 / \lambda - \lambda/4 = (n^2 - 4)\lambda/16$.

Для $r \geq l_n$, как следует из (5), $r_{\max} \cong (L/2)^2 / \lambda = n^2\lambda/16$.

При увеличении r дифракция Френеля переходит в дифракцию Фраунгофера. Для определения расстояния до ближней границы дальней зоны (области Фраунгофера) обычно задаются максимальной фазовой ошибкой на краю антенны $\Delta\Phi_{\max} = \pi/8$, что соответствует разности расстояний до точки P от края и центра антенны $\Delta r = \lambda/16$ (рисунок 3). Расстояние до ближней границы дальней зоны найдем из треугольника OAP :

$$r_{\min} = 2L^2/\lambda - \lambda/32 \cong 2L^2/\lambda = n^2\lambda/4.$$

ДН линейной синфазной равномерно возбужденной антенны в ближней зоне

Для существования преобразования Фурье от АФР, должна быть абсолютно интегрируема функция $|A(z)|$, т. е. должен сходиться интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} |A(z)| dz < \infty$, что при

$A(z) = \text{const}$, $z \in [-L/2; L/2]$ и $A(z) = 0$, $z \in (-\infty; -L/2] \cup [L/2; +\infty)$ выполняется. Кроме того, при абсолютной интегрируемости функции $|A(z)|$ должна выполняться лемма

Римана – Лебега $\lim_{\omega_z \rightarrow \infty} f_c(\omega_z) = \lim_{\omega_z \rightarrow \infty} \int_{-L/2}^{L/2} A(z) e^{i\Phi(z)} e^{i\omega_z z} dz \rightarrow 0$ [10]. Справедливость леммы

обусловлена тем, что при больших ω_z за счет фазового множителя подынтегральная функция быстро осциллирует, это приводит к тому, что две соседние полуволны имеют примерно одинаковые по абсолютной величине, но противоположные по знаку площади. Сумма таких площадей при $\omega_z \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Однако в отличие от спектральной плотности видеоимпульса, ввиду того, что $|\cos \theta| \leq 1$, область определения функции $|f_c(\omega_z)|$ ограничена пространственными частотами $|\omega_z| \leq 2\pi/\lambda$. Для расширения области определения функции $|f_c(\omega_z)|$, начиная с $\theta = 0, \pi$, осуществим переход к мнимой переменной $i\phi$. При замене вещественной переменной на мнимую тригонометрические функции формально переходят в гиперболические. В результате пространственная частота и модуль множителя системы от мнимого угла $i\phi$ запишутся: $k \cos(i\phi) = k \text{ch}(\phi) = \omega_z$,

$$|f_c(\phi)| = L \left| \sin\left(\frac{L}{2} k \text{ch} \phi\right) / \left(\frac{L}{2} k \text{ch} \phi\right) \right| = L \left| \sin\left(\frac{L}{2} \omega_z\right) / \left(\frac{L}{2} \omega_z\right) \right|. \quad (6)$$

Проанализируем выражения (2) и (6). Для функции $|F_c(\theta)|$ внутреннюю функцию $z(\theta) = (L/2) \cos \theta$ от угла «обхода» θ можно интерпретировать как проекцию точки P , лежащей на окружности радиусом $L/2$, на ось z (рисунок 5).

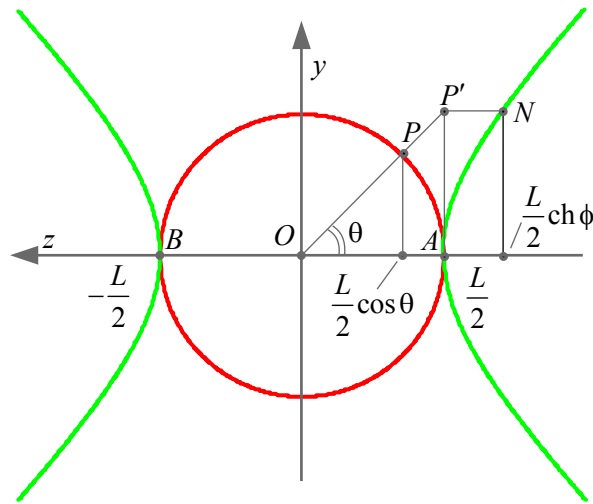


Рисунок 5. – Траектория перемещения точки наблюдения P

Умножение координаты $z(\theta)$ на волновое число $k = 2\pi/\lambda$ дает электрическую длину координаты $z(\theta)$ точки P , или так называемую приведенную угловую координату $\psi = \pi \frac{L}{\lambda} \cos \theta$ [3]. При изменении угла «обхода» θ в видимой области в пределах $0 \leq \theta \leq \pi$ точка P перемещается по окружности радиуса $L/2$. Когда точка P будет находиться на оси z , в точке A (B) произойдет замена траектории движения на псевдоокружность (равностороннюю

гиперболу), а нормированная функция $|F_c(\theta)|$ трансформируется в нормированную функцию $|F_c(\phi)|$.

Примечания:

1. При изменении θ изменяются «видимые» из дальней зоны поперечные размеры антенны, а значит и расстояние r_0 до точки P в дальней зоне.

2. Каноническое уравнение окружности при замене действительного аргумента θ на мнимый $i\phi$ переходит в каноническое уравнение равносторонней гиперболы, если θ и ϕ интерпретировать как площади [9, 11]:

$$z^2 + y^2 = (L/2)^2 (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) = (L/2)^2 (\operatorname{ch}^2 \phi - \operatorname{sh}^2 \phi) = z^2 - y^2 = (L/2)^2.$$

3. Гиперболический угол ϕ (на рисунке 5 не показан) радиуса-вектора ON равен удвоенному значению площади, отсекаемой осью z , радиусом-вектором ON и единичной гиперболой $z^2 - y^2 = 1$, аналогично тому, как тригонометрический угол θ точки на единичной окружности может быть выражен через площадь кругового сектора $\theta = 2S_{\text{сект}}$ [9, 11].

4. Положительное направление изменения тригонометрических углов – против часовой стрелки, ось Z направлена влево, начало отсчета углов – точка B .

5. Ввиду осевой симметрии антенны относительно оси z , траектория движения точки $P(N)$ представляет собой сферу, переходящую в двуполостный гиперболоид вращения. На рисунке 5 гипербола изображена в той же плоскости, что и окружность.

Текущая координата точки N гиперболы по оси z будет $z(\phi) = (L/2)\operatorname{ch}\phi$. Асимптотами, к которым ветви равносторонней гиперболы приближаются при $\phi \rightarrow \pm\infty$, являются прямые $y = z$ и $y = -z$, проходящие через точку O под углом $\pi/4$. Как видим, интегрирование в преобразовании Фурье по оси z может производиться от $-\infty$ до $+\infty$ аналогично преобразованию Фурье по времени t . Таким образом, переход в мнимую область и введение функции $|f_c(\theta, \phi)|$ обеспечивает существование пространственного спектра $|f_c(\omega_z)|$ на всей оси пространственных частот $\omega_z \in (-\infty; \infty)$ и выполнение леммы Римана – Лебега. Области пространственных частот $\omega_z \in [-2\pi/\lambda; 2\pi/\lambda]$ соответствует область изменения $\theta \in [0; \pi]$ (рисунок 2), которая называется действительной или видимой областью, области пространственных частот $2\pi/\lambda < \omega_z < -2\pi/\lambda$ соответствует мнимая или невидимая область [3]. На рисунке 6 изображен график нормированного углового спектра поля антенны $|F_c(\omega_z)| = |f_c(\omega_z)|/L$ для $A(z) = 1$, $\Phi(z) = 0$ и $L = 3\lambda$, где пунктирными линиями нанесены границы действительной и мнимой областей $|\omega_z| = 2\pi/\lambda = 2\pi/(L/3) = 6\pi/L$.

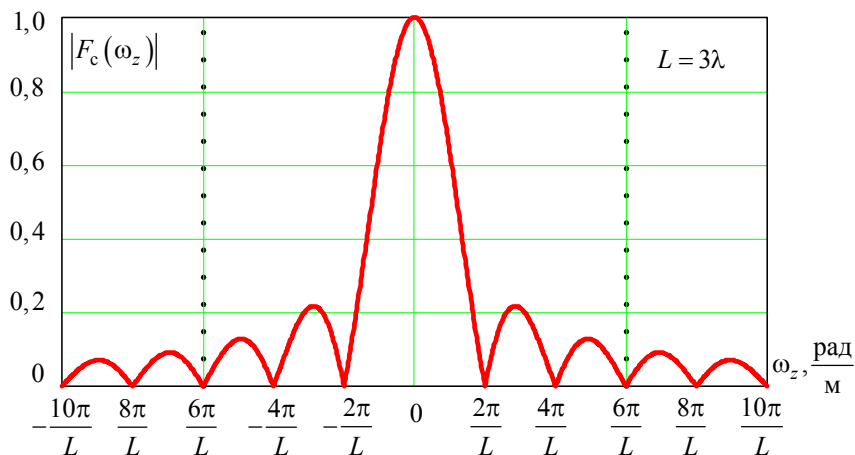


Рисунок 6. – Нормированный угловой спектр поля антенны

Угловой спектр является суммой спектров действительной и мнимой областей. Соответствующая ему функция в силу линейности преобразования Фурье также является суммой двух функций: $f_c(\theta, \phi) = f_c(\theta) + f_c(\phi)$. В точке перехода $\theta = 0(\pi)$ от $f_c(\theta)$ к $f_c(\phi)$ функция $f_c(\theta, \phi)$ является непрерывной $\lim_{\theta \rightarrow 0} f_c(\theta) = \lim_{\phi \rightarrow 0} f_c(\phi)$. Угловой спектр поля антенны, а значит и функции $f_c(\theta)$ и $f_c(\phi)$, аналогично спектральной плотности видеоимпульса существуют одновременно на всех пространственных частотах.

Графики нормированной функции $F_c(\phi) = f_c(\phi)/L$ для $L = 3\lambda$ и $L = 3,5\lambda$ показаны на рисунке 7. Как видно из графиков, при $\phi \rightarrow 0$, $L = 3\lambda$ и $L = 3,5\lambda$ $F_c(\phi)$ имеет соответственно ноль и максимум. Покажем, что $F_c(\phi)$ описывает дифракцию Френеля.

Значения ϕ , при которых $F_c(\phi) = 0$, можно найти из уравнения

$$(L/2)k \operatorname{ch} \phi = \pm p\pi,$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $p = 1, 2, 3, \dots$ – номер нуля: $(L/\lambda) \operatorname{ch} \phi = \pm p$. (7)

Умножим обе части (7) на 2 и после преобразования запишем:

$$\phi = \pm \operatorname{Arch}(2p/n),$$

где $n = L/(\lambda/2)$ – количество зон Френеля, укладывающихся на антенне при $\phi \rightarrow 0$.

Нули функции $F_c(\theta)$ рассчитываются по аналогичной формуле [3], поэтому можно записать:

$$\begin{cases} \theta = \arccos(\pm 2p/n) & \text{для } 2p \leq n \\ \phi = \pm \operatorname{Arch}(2p/n) & \text{для } 2p > n \end{cases} \quad p = 1, 2, 3, \dots, n = L/(\lambda/2). \quad (8)$$

Если для угла ϕ в (8) условие $2p > n$ не выполняется, то угол ϕ становится мнимым, функция $\operatorname{ch} \phi$ переходит в функцию $\cos \theta$, а функция $F_c(\phi)$ – в функцию $F_c(\theta)$.

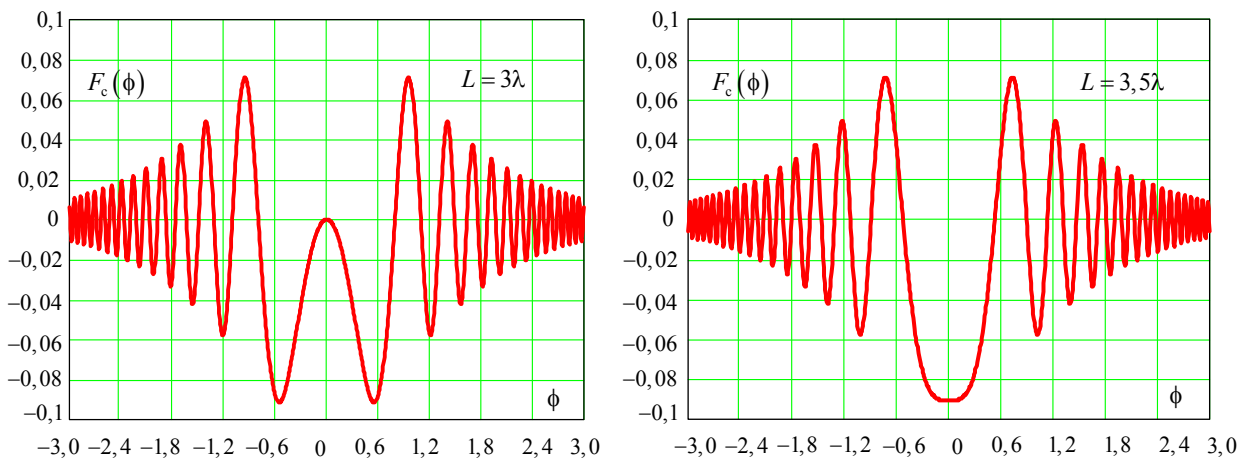


Рисунок 7. – Графики нормированных функций $F_c(\phi)$ для $L = 3\lambda$ и $L = 3,5\lambda$

Положения максимумов $F_c(\phi)$ находятся между направлениями нулевого излучения и приближенно соответствуют точкам, в которых числитель выражения (6) принимает

значения, равные ± 1 . Соответствующие значения ϕ можно найти из уравнения

$$\frac{L}{2} k \operatorname{ch} \phi = \pm \left(\frac{2p+1}{2} \right) \pi, \quad k = 2\pi/\lambda, \quad p = 1, 2, 3, \dots - \text{номер максимума:}$$

$$(L/\lambda) \operatorname{ch} \phi = \pm (p + 1/2). \quad (9)$$

Умножим обе части (9) на 2 и после преобразования запишем:

$$\phi = \pm \operatorname{Arch} \left(\frac{2p+1}{n} \right),$$

где $n = L/(\lambda/2)$ – количество зон Френеля, укладывающихся на антенне при $\phi \rightarrow 0$.

Максимумы функции $F_c(\theta)$ рассчитываются по аналогичной формуле [3]:

$$\begin{cases} \theta = \arccos \left(\pm \frac{2p+1}{n} \right) \text{ для } 2p+1 \leq n, \\ \phi = \pm \operatorname{Arch} \left(\frac{2p+1}{n} \right) \text{ для } 2p+1 > n, \end{cases} \quad p = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad n = L/(\lambda/2). \quad (10)$$

Из выражений (7), (9) следует, что при $\phi \rightarrow 0$ и четном количестве зон Френеля, укладывающихся на антенне $2p = L/(\lambda/2)$, напряженность поля в точке P будет равна нулю, при нечетном количестве $2p+1 = L/(\lambda/2)$ – максимуму. Аналогичная картина дифракции Френеля наблюдается на отверстиях в экране, когда точечный источник света удален в бесконечность и волна на отверстии является плоской. Также чередуются нули и максимумы поля в точке наблюдения при четном и нечетном количестве открытых зон Френеля.

Гиперболический угол ϕ (на рисунке 5 не показан) радиуса-вектора ON связан с угловой координатой θ точки P' , которая является проекцией точки N на перпендикуляр к антенне в точке $A(B)$, выражением [11], которое можно дополнительно преобразовать:

$$\phi = \ln \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2} \right) \right] = \operatorname{Arch} \left[\frac{1}{\cos \theta} \right].$$

Подставляя ϕ в (6) и учитывая $L = n\lambda/2$, получим:

$$\left| F_{c,\phi 2}(\theta) \right| = \left| \sin \left(\frac{L}{2} \frac{k}{\cos \theta} \right) / \left(\frac{L}{2} \frac{k}{\cos \theta} \right) \right| = \left| \sin \left(\frac{n\lambda}{4} \frac{k}{\cos \theta} \right) / \left(\frac{n\lambda}{4} \frac{k}{\cos \theta} \right) \right|. \quad (11)$$

Замена гиперболического угла ϕ на тригонометрический θ позволяет перейти из мнимой области в действительную, где каждой точке гиперболы N соответствует определенная точка P' , амплитуда поля в которой равна $\left| F_{c,\phi 2}(\theta) \right|$. Для дифракции Френеля угол θ есть не что иное, как угол дифракции, максимальное значение которого не может превышать $\pi/2$ [5].

В результате условия (8), (10) для нулей и максимумов $F_c(\theta)$ можно соответственно переписать:

$$\begin{cases} \theta = \arccos \left(\frac{\pm 2p}{n} \right) \text{ для } 2p \leq n, \\ \theta = \arccos \left(\frac{\pm n}{2p} \right) \text{ для } 2p > n, \end{cases} \quad p = 1, 2, 3, \dots, \quad n = L/(\lambda/2), \quad (12)$$

$$\begin{cases} \theta = \arccos\left(\pm \frac{2p+1}{n}\right) \text{ для } 2p+1 \leq n, \\ \theta = \arccos\left(\frac{\pm n}{2p+1}\right) \text{ для } 2p+1 > n, \end{cases} \quad p = 0, 1, 2, 3, \dots, n = L/(\lambda/2), \quad (13)$$

где первые два выражения соответствуют дифракции Фраунгофера, вторые два – дифракции Френеля.

На рисунке 8 построены графики $F_{c,\phi 1}(\theta)$ – дифракции Фраунгофера и $F_{c,\phi 2}(\theta)$ – дифракции Френеля от угла θ для $L = \lambda$. Результирующая функция $F_c(\theta)$ является суммой $F_c(\theta) = F_{c,\phi 1}(\theta) + F_{c,\phi 2}(\theta)$.

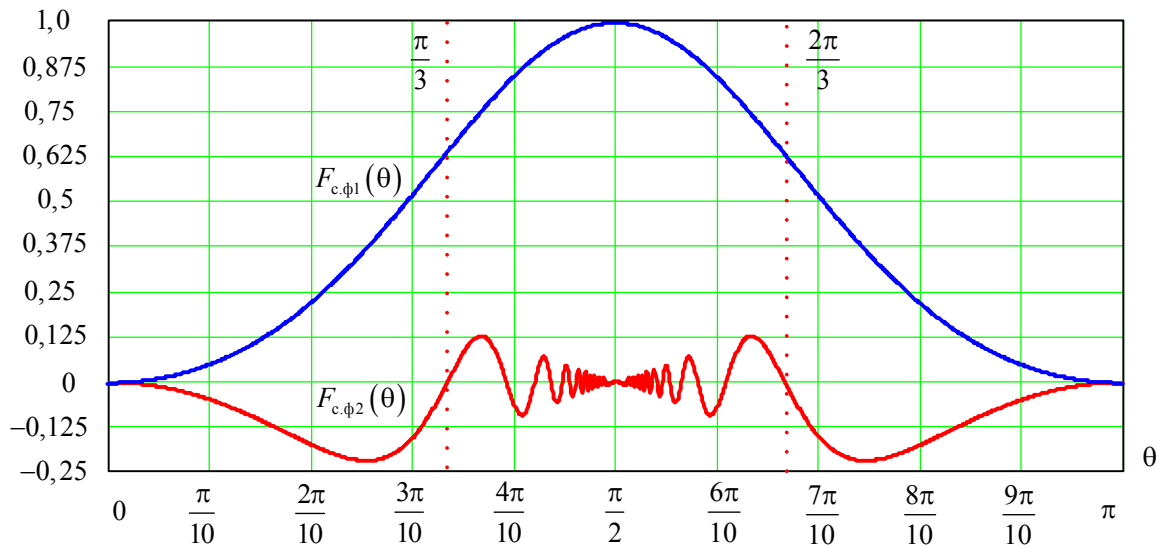


Рисунок 8. – Изменение амплитуды напряженности поля в зонах Фраунгофера и Френеля от угла θ для линейной антенны при $L = \lambda$

Из (2) амплитуда поля на краю антенны в точке $A(B)$ в зависимости от L будет:

$$|F_{c,\phi 2}(0)| = |\sin(kL/2)/(kL/2)| = |\sin(n\pi/2)/(n\pi/2)|. \quad (14)$$

Для $L = \lambda$, $n = L/(\lambda/2) = 2$, имеем $|F_{c,\phi 2}(0)| = 0$. Для $L = 3, 5\lambda$, нечетного $n = 7$ амплитуда поля в точке $A(B)$ имеет максимум $|F_{c,\phi 2}(0)| = 0,091$. При $\theta \rightarrow \pi/2$ $F_{c,\phi 1}(\theta) \rightarrow 1$, $F_{c,\phi 2}(\theta) \rightarrow 0$ максимум $F_{c,\phi 1}(\theta)$ располагается на оси y , ноль/максимум $F_{c,\phi 2}(\theta)$ – на оси z , т. е. сдвинуты в пространстве на $\pi/2$, и в этом состоит отличие от оптики, где они находятся на одной оси [5].

Если смотреть на антенну из дальней зоны, из точки P , то при изменении θ от $\pm\pi/2$ до $0(\pi)$ на антенне появляются противофазные зоны, которые приводят к «гашению» поля в текущем направлении в дальней зоне и росту (см. ниже) амплитуды реактивного поля в ближней зоне. При $\theta = 0(\pi)$ количество синфазно-противофазных участков на антенне максимальное и совпадает с количеством зон Френеля $n = L/(\lambda/2)$.

Рассмотрим механизм образования стоячей волны вдоль антенны при $\theta = \pi(0)$. Для синфазной линейной антенны с равномерным амплитудным распределением все элементы

антенны излучают парциальные поля $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \dots, \vec{E}_n$ одинаковой амплитуды и фазы. За счет разности хода электромагнитные волны от этих элементов приходят в точку $A(B)$ (см. рисунок 5) со своими фазами $\varphi_n = kz_n$. На рисунке 9 изображены мгновенные значения векторов парциальных полей в точке $A(B)$ в некоторый момент времени t для антенны длиной $\lambda/2$. Несложно заметить, что проекции векторов в направлении оси y описываются функцией $\sin(\varphi_n)$. Вектор \vec{E}_1 соответствует точке A , вектор \vec{E}_n – точке B . Результирующий вектор \vec{E}_Σ будет совпадать с вектором \vec{E}_m , соответствующим точке O . В результате в точке $A(B)$ будет наблюдаться пучность напряженности поля, равная удвоенной амплитуде возбуждения, деленной на электрическую длину одной зоны $|F_{c,\phi 2}(0)|_{L=\lambda/2} = 2/\pi = 0,637$, что во временной области равно среднему значению амплитуды синусоидального тока за половину периода. Необходимо заметить (см. (14)), что ввиду нечетности функция $F_{c,\phi 2}(0)$ в точках A и B имеет противоположные знаки. С течением времени векторы на рисунке 9 будут вращаться вокруг оси z с периодом, равным периоду возбуждения.

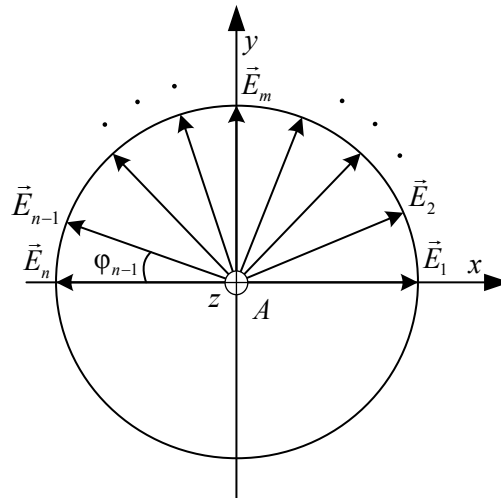


Рисунок 9. – Векторное суммирование полей в точке A

Для антенны длиной $L = \lambda$ при $\theta = \pi(0)$ из-за разности хода между половинами антенны до точки $A(B)$, равной $\lambda/2$, парциальные поля элементарных излучателей одной половины вычтутся из парциальных полей другой половины и результирующее поле в точке $A(B)$ станет равным нулю, т. е. будет наблюдаться узел напряженности поля (см. рисунок 8). В чем также можно убедиться, мысленно построив векторы в нижней части окружности (см. рисунок 9). Сказанное справедливо для антенны любой длины при четном количестве зон Френеля, укладываемых на антенне $2p = L/(\lambda/2)$, $p = 1, 2, 3, \dots$. Для антенны, когда количество зон Френеля нечетно $2p + 1 = L/(\lambda/2)$, $p = 0, 1, 2, 3, \dots$, поля четных зон вычтутся, а результирующее поле в точке $A(B)$ создаст оставшаяся зона, аналогично антенне длиной $\lambda/2$, с той лишь разницей, что увеличение длины антенны приводит к пропорциональному уменьшению амплитуды поля в пучности стоячей волны. Общее выражение из (14) запишется: $|F_c(0)|_{L=n\lambda/2} = 2/n\pi = 0,637/n$, $n = L/(\lambda/2)$. Изменение длины антенны L от $\lambda/2$ до $n\lambda/2$ приводит к чередованию в точке наблюдения $A(B)$ нулей и максимумов напряженности поля, следующих вдоль антенны с периодом $\lambda/2$, т. е. наблюдается режим стоячих волн. Это так называемые резонансные сечения, в которых разность фаз между током и напряжением, как

известно из теории длинных линий, равна нулю. Между этими точками поле носит реактивный характер – сдвиг фаз составляет 90° .

Проанализируем, как изменяется напряженность поля $F_{c.\phi_2}(\theta)$ от угла дифракции θ при увеличении $L = n\lambda/2$, когда точка P находится на расстоянии r_{\max} (рисунок 3). Выражение для расчета θ несложно получить из $r_{\max} = (L/2)^2/\lambda - \lambda/4$, $l_n = L/2 = n\lambda/4$. Откуда $\theta = \text{arctg}(r_{\max}/l_n) = \text{arctg}[(n^2 - 4)/4n]$. Ниже приведены значения $F_{c.\phi_2}(\theta)$, рассчитанного с помощью полученной формулы, а также номер нуля либо максимума p . Выбор p производился по формулам (12), (13) путем перебора до получения рассчитанного θ :

$$L = \lambda, \quad n = 2, \quad r_{\max 0} = 0, \quad \theta = 0^\circ, \quad F_{c.\phi_2}(0^\circ) = 0, \quad p = 1;$$

$$L = 2\lambda, \quad n = 4, \quad r_{\max 1} = 3\lambda/4, \quad \theta = 36,9^\circ, \quad F_{c.\phi_2}(36,9^\circ) = 0,127, \quad p = 2;$$

$$L = 3\lambda, \quad n = 6, \quad r_{\max 2} = 2\lambda, \quad \theta = 53,13^\circ, \quad F_{c.\phi_2}(53,13^\circ) = 0, \quad p = 5;$$

$$L = 4\lambda, \quad n = 8, \quad r_{\max 3} = 15\lambda/4, \quad \theta = 61,92^\circ, \quad F_{c.\phi_2}(61,92^\circ) = 0,037, \quad p = 8;$$

$$L = 5\lambda, \quad n = 10, \quad r_{\max 4} = 6\lambda, \quad \theta = 67,38^\circ, \quad F_{c.\phi_2}(67,38^\circ) = 0, \quad p = 13;$$

$$L = 6\lambda, \quad n = 12, \quad r_{\max 4} = 35\lambda/4, \quad \theta = 71^\circ, \quad F_{c.\phi_2}(71^\circ) = 0,017, \quad p = 18.$$

Как видно, при изменении r_{\max} кратно $\lambda/4$, что соответствует изменению фазы волны в точке P на $\pi/2$, происходит поочередное изменение амплитуды поля от нуля до максимума. Увеличение при фиксированной L $r > r_{\max}$ приводит к увеличению угла θ , а это, в свою очередь, к уменьшению углового размера зоны и, следовательно, амплитуды пространственной волны (рисунок 8). Изменяющийся одновременно с этим фазовый набег $\Phi = kr$ приводит $F_{c.\phi_2}(r, t) = F_m \cos(\omega t - kr)$ к колебаниям амплитуды напряженности пространственной волны относительно нуля. Частота колебаний $F_{c.\phi_2}(\theta)$, учитывая зависимость $\Phi = kr = k(L/2) \text{tg}\theta$, с увеличением θ растет нелинейно. При $\theta \rightarrow \pi/2$, $r \rightarrow \infty$ антенна стягивается в точку, а амплитуда колебаний $A_n \rightarrow 0$.

Антенна с $L = 2\lambda$ на расстоянии $r_{\max} = 0,75\lambda$ создает амплитуду реактивного поля $|F_{c.\phi_2}(36,9^\circ)| = 0,127$, величиной которого по отношению к амплитуде активного поля дальней зоны $|F_{c.\phi_1}(90^\circ)| = 1$ можно пренебречь. Учитывая, что с увеличением L это отношение будет уменьшаться, естественно принять за дальнюю границу ближней зоны антенн с $L \geq 2\lambda$ расстояние $r_{\max} = 0,75\lambda$.

Заключение

Анализ ДН линейной антенны в мнимой области и использование метода зон Френеля позволили установить, что:

1. ДН линейной равномерно возбужденной синфазной антенны в ближней зоне описывает дифракцию Френеля.

2. Вдоль антенны наблюдается распределение амплитуды напряженности электромагнитного поля, аналогичное стоячим волнам в длинной линии, в которых, как известно, сосредоточено реактивное поле. Разница состоит в механизме формирования стоячей волны. Если в длинной линии стоячая волна возникает в результате интерференции падающей и отраженной волн, то в антенне это результат дифракции парциальных волн. Активное поле дальней зоны и реактивное поле вблизи антенны находятся в квадратуре,

т. е. волновые процессы сдвинуты в пространстве друг относительно друга на $\pi/2$, аналогично тому, как активная и реактивная мощность сдвинуты на $\pi/2$ во временной области.

3. В преобразовании Фурье от АФР бесконечные пределы интегрирования обеспечиваются за счет мнимой области, которой соответствует ближняя зона антенны.

4. Было получено выражение для расчета дальней границы ближней зоны антенны.

5. Дополнено выражение для расчета нулей и максимумов ДН линейной антенны в области Фраунгофера аналогичным для области Френеля.

6. Показано, что с увеличением длины антенны относительная амплитуда реактивного поля уменьшается и при $L \geq 2\lambda$ на расстоянии $r_{\max} = 0,75\lambda$ им можно пренебречь.

7. При синтезе ДН эквивалентных линейных антенн методом интеграла Фурье [6], учитывая малую амплитуду реактивного поля по сравнению с активным при $L \gg \lambda$, ошибкой их воспроизведения из-за отбрасывания мнимой части углового спектра можно пренебречь, аналогично тому, как при синтезе радиочастотных фильтров пренебрегают частью спектра сигнала, которая приходится на его дальние участки.

Список использованных источников

1. Буйвалов, И. Е. О дифракции Френеля, ближней зоне и мнимой области / И. Е. Буйвалов // *Вісник сувязі*. – № 1. – 2022. – С. 44–46; № 2. – 2022. – С. 60–64.
2. Максвелл, Дж. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля / Дж. Максвелл. – М. : Гостехтеоретиздат, 1952. – 688 с.
3. Антенные системы радиоэлектронных средств : учеб. / Г. В. Хохлов [и др.]; под общ. ред. Г. В. Хохлова. – М. : Воениздат, 1978. – 368 с.
4. Никольский, В. В. Электродинамика и распространение радиоволн : учеб. пособие для вузов / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М. : Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 544 с.
5. Савельев, И. В. Курс общей физики : учеб. пособие : в 3 т. / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1982. – Т. 2. – 496 с.
6. Сазонов, Д. М. Антенны и устройства СВЧ : учеб. / Д. М. Сазонов. – М. : Высш. шк., 1988. – 432 с.
7. Теория электрических цепей : учеб. для вузов / М. П. Батура, А. П. Кузнецов, А. П. Курулев ; под общ. ред. А. П. Курулева. – Минск : Вышэйш. шк., 2015. – 608 с.
8. Зверев, В. А. Радиооптика / В. А. Зверев. – М. : Сов. радио, 1975. – 304 с.
9. Корн, Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Г. Корн, Т. Корн. – М. : Наука, 1974. – 832 с.
10. Сидоров, Ю. В. Лекции по теории функции комплексного переменного : учеб. / Ю. В. Сидоров, М. В. Федорюк, М. И. Шабунин. – М. : Наука, 1982. – 488 с.
11. Янпольский, А. Р. Гиперболические функции / А. Р. Янпольский. – М. : Физматгиз, 1960. – 196 с.

* Сведения об авторе:

Буйвалов Игорь Евгеньевич,
ОАО «АЛЕВКУРП».

Статья поступила в редакцию 13.03.2023 г.

Требования к статьям, представляемым для опубликования в сборнике научных статей Военной академии Республики Беларусь

Представляемые в редакцию статьи должны быть актуальными по содержанию, раскрывать проблемы военной теории и практики, предлагать пути их решения. Они должны содержать элементы новизны и анализа, иметь практическую направленность. Автор несет ответственность за точность цитируемого текста и ссылки на источник, а также за то, что в материалах нет данных, не подлежащих открытой публикации.

Рекомендуется в каждой из статей выделять:

введение с характеристикой состояния дел в соответствующей области исследования, обоснованием актуальности рассматриваемой задачи, а также изложением общего подхода к ее решению;

основную часть, отражающую используемый метод исследования и его результаты в сопоставлении с известными ранее;

выводы, характеризующие обобщения и умозаключения авторов, непосредственно вытекающие из представленного в основной части материала, а также возможные направления и перспективы использования полученных результатов.

К опубликованию не принимаются материалы, представляющие собой компиляцию известных результатов исследований других авторов, а также статьи публицистического характера, не связанные с решением конкретной научной задачи.

В конце статьи приводится список использованных источников, на которые даются ссылки при изложении основного текста. Автор несет ответственность за достоверность цитирования, а также отсутствие плагиата.

Требования к оформлению статей:

общий объем 5–8 страниц формата А4; в исключительных случаях общий объем может быть аргументированно увеличен до 10 страниц;

текстовый редактор Word for Windows версии 6.0 или выше;

редактор формул MathType версий 6.0–6.7;

поля 2 см (со всех сторон);

шрифт Times New Roman, 12 pt;

межстрочное расстояние 1 интервал.

Основной текст статьи должны предварять:

УДК (выравнивание по левой стороне);

название (шрифт полужирный, буквы прописные, выравнивание по центру);

инициалы, фамилия, ученая степень и ученое звание автора (-ов) (выравнивание по центру);

аннотация на русском и английском языках (курсив, отступ первой строки 1,25 см, выравнивание по ширине).

Форматирование основного текста: отступ первой строки 1,25 см; выравнивание по ширине. Форматирование подписей к рисункам: шрифт светлый, выравнивание по центру. Форматирование заголовков таблиц: шрифт светлый, выравнивание по левому краю таблицы 11 pt. Форматирование формул: выравнивание по центру, последовательная нумерация (по правому краю, в скобках).

Промежутки между структурными элементами статьи (УДК, название, авторы, аннотация, основной текст, список литературы) по вертикали – 6 pt.

В конце статьи необходимо указать фамилию, имя, отчество автора, подразделение, организацию, номер контактного телефона.

Текст статьи (в распечатанном и электронном вариантах) вместе с выпиской из протокола заседания кафедры (НИЛ), рекомендующей ее к опубликованию, направляется в редколлегию. Если авторы статьи являются сотрудниками внешней организации, дополнительно требуется представить экспертное заключение о возможности опубликования материалов в открытой печати.