

денные в 4-мм диапазоне, показали, что коэффициент передачи передающего канала $\sim 0,98$, а развязка составляла -70 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Сиренко Ю. К., Шестопапов В. П. Динамическая теория решеток. Киев, 1989. [2] Шестопапов В. П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 4. С. 3. [3] Шестопапов В. П. Морсовские критические точки дисперсионных уравнений. Киев, 1992. [4] Шестопапов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1: Открытые структуры. Киев, 1985. [5] Шестопапов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 2: Источники. Элементная база. Радиосистемы. Киев, 1985. [6] Шестопапов В. П., Вертий А. А., Ермак Г. П. и др. Генераторы дифракционного излучения/Под ред. В. П. Шестопапова. Киев, 1991. [7] Шестопапов В. П. Дифракционная электроника. Харьков, 1976. [8] Шестопапов В. П. // ДАН СССР. 1981. 262, № 5. С. 1116.

Поступила в редакцию
07.02.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

УДК 531.35

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАДИОСВЯЗИ

Е. Ф. Томилин

(кафедра физики Земли)

Физическая основа работы антенн системы радиосвязи объясняется с помощью анализа взаимодействия точечных электрических зарядов, учитывающего скорости зарядов и скорость распространения поля в вакууме. На примерах электрической и магнитной антенн показано, что радиосвязь осуществляется в результате динамического взаимодействия электрических зарядов материала передающей и приемной антенн. Приведены соотношения, определяющие взаимодействие движущихся точечных электрических зарядов. Статья представляет методический интерес, и ее результаты могут найти применение в научных исследованиях и в инженерной практике.

Электрические антенны

Обращаясь к теории радиосвязи, ограничимся рассмотрением лишь физической основы работы антенн в радиоканале. Диссипативными потерями и дифракционным рассеянием энергии на трассе распространения будем пренебрегать (приближение идеальной радиосвязи). Постановка такой задачи определяется необходимостью поиска более простых, нежели существующие [1—3], моделей радиосвязи.

В предлагаемой работе удалось установить основные закономерности процесса радиосвязи, т. е. механизм передачи энергии радиосигналов в пространстве между антеннами, на основе анализа движения зарядов в антеннах. В качестве передающей и приемной антенн вначале рассмотрим симметричные полуволновые вибраторы (диполи). Это позволяет на примере простейших антенн раскрыть физическую сущность явления, используя относительно простой математический аппарат.

На передающей стороне системы радиосвязи (рис. 1), на выходе передатчика, к внутренним концам вибраторов подводится эдс ВЧ-колебаний, которая записывается в виде $V \sin \omega t$ (на рис. 1 источник эдс не показан).

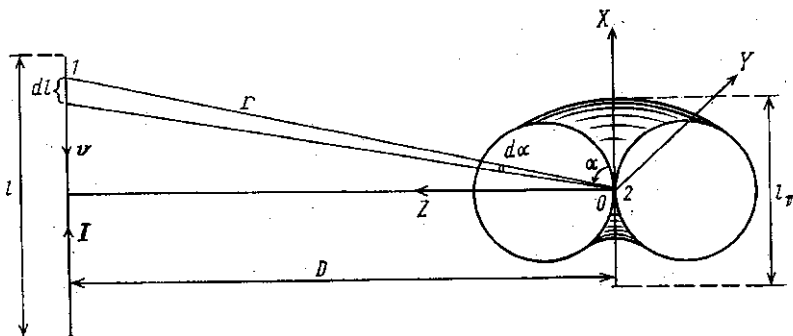


Рис. 1

На приемной стороне внутренние концы вибраторов антенны подключаются ко входу приемника, так что электроны проводимости перемещаются от одного вибратора к другому через входной колебательный контур, настроенный на частоту передатчика. Поэтому для нахождения диаграммы направленности приемной антенны достаточно знать напряженность поля волны, приходящей от передатчика, чтобы вычислить наведенный в ней ток.

Передающая антенна представлена на рис. 1 в виде отрезка линейного проводника; на приемной стороне, на расстоянии D от передающей антенны, расположен положительный электрический заряд $+q$. Начало прямоугольной системы координат и расположение осей понятно из рис. 1. Пусть в какой-то момент времени ток I в передающей антенне течет вверх, что соответствует перемещению электронов проводимости вниз. Так как ток в антенне не замкнут, то под действием приложенного напряжения происходит лишь смещение электронов проводимости к одному из концов вибратора (в зависимости от полярности приложенного напряжения). При этом плотность заряда на концах антенны будет возрастать по мере увеличения напряжения на выходе передатчика.

Предположим, что смещение x (от середины антенны) результирующего заряда пропорционально напряжению: $x = kV \sin \omega t$, где k — коэффициент пропорциональности. Тогда скорость движения этого заряда v равна производной по времени от x :

$$v = k\omega V \cos \omega t. \quad (1)$$

Чтобы определить, как это влияет на электрические заряды антенны приемника, воспользуемся выражением для взаимодействия электрических зарядов [4]:

$$F_{12}(t) = -F_{21}(t) = \frac{q_1 q_2}{r^2(t)} \left[1 + \frac{(v_1(t - \tau) \hat{\Gamma}_{12}(t))}{c} \right] \left[1 + \frac{(v_2(t - \tau) \hat{\Gamma}_{21}(t))}{c} \right], \quad (2)$$

где F_{12} — сила, действующая на материальную точку (МТ) 2 со стороны МТ 1; F_{21} — сила, действующая на МТ 1 со стороны МТ 2; q_1, q_2 — точечные заряды в точках 1 и 2 соответственно; r — расстояние между зарядами; c — скорость света; $\tau = r/c$ — время распространения воздействия электрического поля; $\hat{\Gamma}_{12}$ — единичный вектор, направленный из точки 1 в точку 2.

По формуле (2) сила притяжения между движущимися электрона-

ми проводимости элемента длины (dl) передающей антенны (МТ 1) и покоящимся зарядом $+q$ в точке наблюдения (МТ 2) равна

$$F(-e, q) = (-Bdl/r^2)(1 + v(t - \tau) \cos \alpha/c), \quad (3)$$

где обозначено $B = qens$, $-e$ — заряд электрона, n — концентрация зарядов, s — сечение антенны. Аналогично взаимодействие неподвижных протонов проводника, соответствующих электронам проводимости и обладающих зарядом $+e$, и неподвижного заряда $+q$ (сила отталкивания) равно

$$F(e, q) = Bdl/r^2. \quad (4)$$

Так как эти частные силы направлены по одной и той же прямой, соединяющей точки 1 и 2, то равнодействующая равна их алгебраической сумме

$$F_{1,2} = -Bdlv(t - \tau) \cos \alpha / (cr^2). \quad (5)$$

С учетом геометрических равенств (см. рис. 1)

$$dl = r d\alpha / \sin \alpha, \quad r = D / \sin \alpha, \quad (6)$$

представим равнодействующую (5) в виде

$$F_{1,2} = -Bv(t - \tau) \cos \alpha d\alpha / (cD). \quad (7)$$

Тогда, согласно (7), найдем проекцию равнодействующей силы на ось OZ (см. рис. 1):

$$dF_z = -Bv(t - \tau) \sin \alpha \cos \alpha d\alpha / (cD).$$

Проинтегрировав это выражение по α от α_1 до $\pi - \alpha_1$, найдем проекцию силы на ось OZ , действующей со стороны передающей антенны на заряд $+q$:

$$F_z = -\frac{Bv(t - \tau_1)}{2cD} [\sin^2(\pi - \alpha_1) - \sin^2 \alpha_1] = 0,$$

где $\pi - 2\alpha_1$ — угол, под которым видна передающая антенна из точки 2; $\tau_1 = D/c$ — среднее время запаздывания поля.

Теперь таким же образом найдем проекцию силы на ось OY :

$$dF_y = -Bv(t - \tau_1) \cos \alpha \cos(\pi/2) d\alpha / (cD) = 0. \quad (8)$$

Из равенства (8) видно, что проекция на ось OY силы взаимодействия передающей антенны и заряда $+q$ равна нулю.

Наконец, для проекции силы взаимодействия передающей антенны и заряда $+q$ на ось OX имеем

$$dF_x = -Bv(t - \tau_1) \cos^2 \alpha d\alpha / (cD).$$

Интегрируя это соотношение по α от α_1 до $\pi - \alpha_1$, получим выражение для проекции на OX силы, приложенной к заряду $+q$:

$$F_x = -BAv(t - \tau_1) / (cD), \quad (9)$$

где обозначено $A = \pi/2 - \alpha_1 - \sin 2\alpha_1/2$. Из выражений (1) и (9) находится напряженность электрического поля; она по определению равна силе, действующей на единичный положительный электрический заряд:

$$E_x(t) = -[kens\omega V A / (cD)] \cos \omega(t - \tau_1). \quad (10)$$

Принимая во внимание равенство (следующее из определения электрического тока)

$$-kens\omega V \cos \omega(t - \tau_1) = I \sin[\omega(t - D/c) - \pi/2],$$

представим напряженность поля через ток в передающей антенне:

$$E_x(t) = [IA/(cD)] \sin [\omega(t - D/c) - \pi/2]. \quad (11)$$

Из выражения (11) найдем эдс, действующую в приемной антенне:

$$\mathcal{E} = E_x(t) l_1.$$

В таком случае ток во входной цепи приемника выразится формулой

$$I_{in}(t) = E_x(t) l_1 / R, \quad (12)$$

где R — сумма сопротивлений антенны и входной цепи. Сомножитель A , входящий в выражение для E_x , пропорционален длине передающей антенны l_{eff} : $A = l_{eff}/l_0$, где l_{eff} — некоторая часть проекции передающей антенны на ось OX , l_0 — длина полуволнового диполя.

При этом если приемная антенна ориентирована в пространстве под углом φ к оси OX , то ее эффективная длина равна $l_1 \cos \varphi = l_1 \sin \theta$, где $\theta = \varphi + \pi/2$ — угол между нормалью к приемной антенне и полярной осью OX . Тогда диаграмма направленности приемной антенны в полярной системе координат представляет собой тело вращения «восьмерки» вокруг оси OX , как это показано на рис. 1.

Диаграмма направленности передающей антенны по теореме взаимности будет такая же, как и приемной. Тогда на основе (12) получим известную эмпирическую «формулу идеальной радиосвязи» (т. е. без потерь на трассе распространения) [5]:

$$I_{in}(t) = \frac{l_{eff} l_1 \sin \theta}{cDR l_0} I \sin [\omega(t - D/c) - \pi/2].$$

Магнитные антенны

В предыдущем разделе был применен предложенный метод расчета для системы радиосвязи, использующей передающую и приемную антенны (симметричные вибраторы), которые принято называть *электрическими*. Они характеризуются изменением во времени распределения плотности электрических зарядов по длине вибратора.

На практике широко применяются и *магнитные* антенны — разнообразные передающие и приемные рамки, представляющие собой (в простейшем виде) виток той или другой формы, сделанный из проводника. Рассмотрим прямоугольную рамку, имея в виду, что из прямоугольников можно составить (с некоторым приближением) любую плоскую фигуру. С другой стороны, согласно принципу суперпозиции, напряженность поля составной рамочной антенны будет равна геометрической сумме напряженностей полей от ее составляющих рамок. Такой подход позволяет выявить принципы работы антенн этого класса, не загромождая анализ сложными математическими формулами.

Идеализированная схема передающей и приемной рамок системы радиосвязи представлена на рис. 2, где не изображены сопротивления антенн, входной цепи и ВЧ-генератора; стрелками отмечен действующий электрический ток в передающей и приемной антеннах. Предполагается, что на передающей стороне источник эдс согласован с нагрузкой, токи в передающей и приемной антеннах являются стационарными, а проводники антенн — бесконечно тонкими. Для вывода выражения, описывающего напряженность поля от зарядов передающей антенны, поместим на приемном конце, в точке наблюдения, заряд $+q$ (приемная рамка на рис. 2 изображена пунктиром).

Используя формулу (2), получаем выражение для взаимодействия движущихся электронов проводимости элемента длины dl (МТ 1)

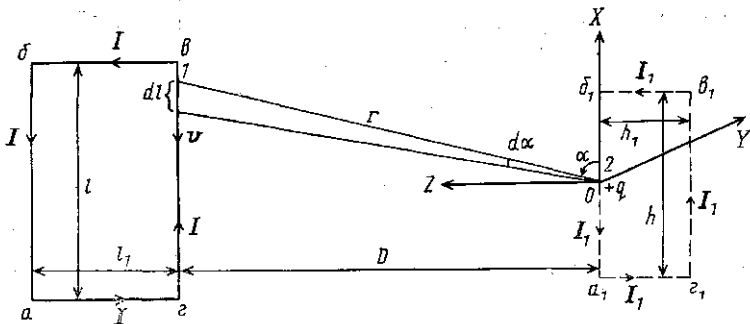


Рис. 2

стороны bc и неподвижного заряда $+q$ (МТ 2), совпадающее с формулой (3). Взаимодействие же неподвижных протонов (МТ 1 на рис. 2), соответствующих электронам проводимости, и неподвижного заряда $+q$ (МТ 2) выражается формулой (4). Равнодействующая этих сил будет равна их алгебраической сумме (5).

Учитывая соотношения (6), получим для этой равнодействующей выражение, совпадающее с (7). Поэтому и проекции силы на оси координат будут иметь такое же выражение, как и у симметричного вибратора. Однако в отличие от предыдущего случая сила, действующая на заряд $+q$, теперь равна геометрической сумме четырех сил — от всех сторон рамки. Найдем эти силы. Так, для стороны ab , параллельной bc , проекция силы на оси OZ и OY будут равны нулю, а проекция на ось OX выразится той же формулой (9), но с другой величиной времени запаздывания.

Для стороны bc формула (9), выраженная через ток, имеет вид

$$F_x = -[qA/(cD)] I \sin \omega(t - D/c). \quad (13)$$

При переходе к стороне ab учтем, что при радиосвязи справедливо условие $D \gg l, l_1$. Тогда можно воспользоваться формулой (13) и для стороны ab , если учесть в ней противоположное направление тока:

$$F_x = [qA/(cD)] I \sin \omega[t - (D + l_1)/c]. \quad (14)$$

Сумма проекций (13) и (14) будет равна

$$\Sigma_1 = -\frac{2IqA}{cD} \sin \frac{\omega l_1}{2c} \cos \omega \left(t - \frac{D}{c} - \frac{l_1}{2c} \right).$$

Отсюда видно, что амплитуда результирующей силы зависит еще от l_1 и ω . Так, например, она равна нулю при $l_1 = m\lambda$, где λ — длина волны. Максимальная амплитуда будет при $l_1 = (2m + 1)\lambda/2$, $m = 0, 1, 2, \dots$ Теперь найдем взаимодействие сторон bc и ac рамки с зарядом $+q$. Например, в точке b по формуле (2) сила взаимодействия электронов проводимости и протонов с зарядом $+q$ соответственно имеет вид

$$F(-e, q) = -\frac{Bdl_1}{r^2} \left[1 + \frac{v(t - \tau_1) \cos(\pi/2 - \alpha_1)}{c} \right], \quad F(e, q) = \frac{Bdl_1}{r^2}.$$

Их равнодействующая равна

$$\Sigma_2 = -Bdl_1 v(t - \tau_1) \sin \alpha_1 / (cr^2).$$

Для точки c , симметричной точке b относительно оси OZ , силы взаимодействия электронов проводимости и соответствующих им протонов с зарядом $+q$ выражаются формулами

$$F(-e, q) = -\frac{Bdl_1}{r^2} \left[1 + \frac{v(t - \tau_1) \cos(\pi/2 + \alpha_1)}{c} \right], \quad F(e, q) = \frac{Bdl_1}{r^2}.$$

Их равнодействующая равна

$$\Sigma_3 = Bdl_1 v (t - \tau_1) \sin \alpha_1 / (cr^2).$$

Геометрическая сумма двух этих равнодействующих направлена по оси OX .

Аналогично для точек b и a этих же сторон рамки равнодействующая будет такой же величины, но противоположного направления. Поэтому результирующая сила, воздействующая на заряд $+q$ от сторон ba и ag , равна нулю.

Итак, на заряд $+q$ будет действовать сила со стороны рамки $abeg$, направленная по оси OX , лежащей в плоскости рамки и параллельной сторонам ab и eg . А это значит, что в приемной рамке, ориентированной так, как это показано на рис. 2, будет наводиться эдс только в сторонах a_1b_1 и e_1g_1 . При оптимальных размерах передающей рамки максимальная наведенная эдс в стороне a_1b_1 будет равна

$$\mathcal{E} = -[2hA/(cD)] I \sin \omega(t - D/c).$$

Если сторона e_1g_1 приемной рамки будет отстоять на половину длины волны от стороны a_1b_1 , то при обходе контура рамки в ней будет наведена эдс такой же величины и такого же направления. Разумеется, что такой же результат будет для любого направления излучения в плоскости передающей рамки.

Теперь осталось рассмотреть напряженность поля, создаваемую передающей рамкой, в направлении нормали к плоскости рамки. Для этого найдем напряженность поля вдоль перпендикуляра, проходящего через центр рамки и показанного на рис. 3. В этом случае противоположные стороны рамки отличаются (по воздействию на заряд $+q$) только направлением тока в них. Поэтому сначала найдем силу, действующую на заряд $+q$, от сторон ab и eg . Используя формулу (9), получаем выражение для силы в точке 1, действующей со стороны eg , которое совпадает с (13). Со стороны ab в точке 1 действует такая же сила, но с противоположным знаком. Следовательно, сумма этих сил всегда равна нулю. Как нетрудно видеть, такое же выражение будет и для противоположных сторон ba и ag . Так что вдоль нормали, проходящей через центр рамки, напряженность поля равна нулю для любых частот колебания тока в рамке.

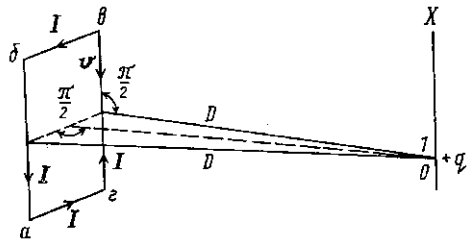


Рис. 3

Поэтому, согласно теореме взаимности, приемная антенна не ведет приема сигнала в направлении, нормальном к плоскости рамки и проходящем через центр рамки.

Как известно, такое свойство приемной рамки используется для пеленгации какой-либо передающей станции с помощью двух пространственно разнесенных рамок — по минимуму принимаемого сигнала.

Для целей радиосвязи желательно иметь узкую диаграмму направленности антенны, направленную в сторону корреспондента. Как следует из изложенного выше, это достигается при условии, что такое направление лежит в плоскости рамки по нормали к середине сторон

рамки, отстоящих друг от друга на $(2m+1)\lambda/2$; при этом две другие стороны отстоят друг от друга на расстояние $m\lambda$. В результате получается диаграмма направленности, аналогичная представленной на рис. 4.

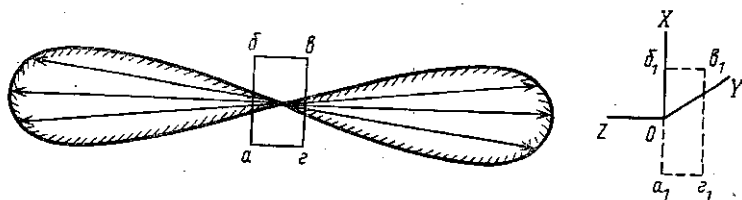


Рис. 4

Выводы

На примерах электрической и магнитной антенны показано, что радиосвязь осуществляется за счет динамического взаимодействия электрических зарядов электронов и протонов материала передающей и приемной антенн. Найденные соотношения для силы взаимодействия приемной и передающей антенн совпадают с эмпирическими соотношениями, применяемыми на практике.

Предложено учитывать при расчетах цепей заряды протонов материала антенны, что представляет методический интерес и может найти применение как в научных исследованиях, так и в инженерной практике.

Автор благодарит Ю. А. Пирогова за ценные замечания и полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Максвелл Д. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. М., 1954. [2] Айзенберг Г. З. Антенны для магистральных коротковолновых радиосвязей. М. 1948. [3] Проблемы антенной техники/Под ред. Л. Д. Бахраха и Д. И. Воскресенского. М., 1989. [4] Томилин Е. Ф.//Изв. АН СССР, Физика Земли. 1992. № 10. С. 113. [5] Шулейкин М. В. Курс радиотехники. Ч. 1: Распространение электромагнитной энергии. Вып. 1, 2. М., 1923.

Поступила в редакцию
13/12/93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.26

К ТЕОРИИ КОНФОКАЛЬНОГО ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА

А. А. Карабутов, В. В. Клевицкий, М. А. Мусаев, С. Ф. Османов
(кафедра общей физики и волновых процессов)

Анализируется работа оптико-акустического микроскопа с фокусированным приемником звука. Показано, что при непосредственной регистрации контраст во всем диапазоне частот определяется тепловым расширением поглощающей среды, а при косвенной — теплообменом на поверхности. Планарное разрешение ограничивается допустимым нагревом поверхности и может достигать микронного уровня. Определена частота, на которой отношение «сигнал/шум» достигает максимума.