

1986  
1981

Г. А. ЛАВРОВ  
А. С. КНЯЗЕВ

ПРИЗЕМНЫЕ

И

ПОДЗЕМНЫЕ  
АНТЕННЫ

« СОВЕТСКОЕ РАДИО »

42

Г. А. ЛАВРОВ,  
А. С. КНЯЗЕВ

**ПРИЗЕМНЫЕ  
И  
ПОДЗЕМНЫЕ  
АНТЕННЫ**

**ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА АНТЕНН,  
РАЗМЕЩЕННЫХ ВБЛИЗИ  
ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ**

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
«СОВЕТСКОЕ РАДИО»  
МОСКВА — 1965



УДК 621.396.671

Г 1966  
1591



## ВВЕДЕНИЕ

В книге излагаются результаты теоретических и экспериментальных исследований линейных антенн, размещенных вблизи поверхности раздела воздух — земля.

Главным содержанием книги является изложение методов расчета приземных и подземных антенн, учитывающих реальные электрические параметры почвы, при этом соответствующее внимание уделяется методам расчета погонных параметров, а также взаимных и собственных сопротивлений линейных излучателей с учетом влияния полупроводящей среды.

Книга содержит некоторый экспериментальный материал по антеннам подвижных радиоустройств диапазона коротких и метровых волн.

В ней излагаются методы экспериментального определения основных электрических параметров рассматриваемых антенн и некоторые вопросы их питания.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников, занимающихся теорией и практикой антенных устройств и может быть полезной студентам ВУЗов соответствующих специальностей.

**М**ногие типы антенных устройств различных диапазонов волн по условиям эксплуатации размещаются вблизи поверхности земли. Земля с реальными электрическими параметрами (проводимостью и диэлектрической и магнитной проницаемостями) оказывает существенное влияние на весь процесс излучения и, следовательно, на электрические характеристики антенн. Степень этого влияния зависит не только от электрических свойств земли, но и от размеров, конструкции, а также условий размещения антенн.

В начале пути развития радиотехники влияние реальной (полупроводящей) земли на электрические характеристики антенн оценивалось в основном экспериментальным путем. Расчет характеристик направленности антенн производился в предположении бесконечной проводимости земли. Трудami ряда инженеров и ученых были разработаны методы расчета электрических характеристик антенн для случая такой идеализации.

По мере развития радиотехники, освоения коротких и метровых волн со всей очевидностью встала необходимость более глубокого изучения влияния полупроводящей земли на электрические характеристики антенн. Практика проектирования и эксплуатации антенных устройств выдвинула задачу теоретического обобщения накопившегося экспериментального материала и достаточно точного определения характеристик антенн с учетом реальных условий их работы.

Особенно необходимо учитывать воздействие реальной земли в случае размещения антенных устройств в непосредственной близости к ее поверхности, что обыч-

Свер 10  
1996 г.

Свер 10  
1996 г.

269/10  
66

3-4-2  
30.65

ГПНТБ СО АН СССР  
Г. с. публ. науч.-  
техническая библи.

Свер 10

ГЕОРГИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ ЛАВРОВ,  
АЛЕКСЕЙ СЕМЕНОВИЧ КНЯЗЕВ  
**Приземные и подземные антенны**

Редактор В. Г. Машарова Техн. редактор З. И. Яковлева  
Художественный редактор В. Г. Сидоренко  
Обложка художника В. И. Шаповалова

Сдано в набор 12. VI. 65 г. Подписано в печ. 20. XI. 65 г.  
Формат 84×108/32 Объем 24, 78 Уч. изд. 22,772  
Т 13599 Зак. 405 Тираж 6 800  
Цена в пер. № 5—1 р. 29 к.

Московская типография № 10 Главполиграфпрома  
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати,  
Шлюзовая наб., 10.

но имеет место в подвижных радиоустройствах, либо на некоторой глубине (подземные антенны).

По условиям эксплуатации антенны подвижных радиоустройств не могут снабжаться развитыми заземлителями и противовесами, подобными применяемым в стационарных антенных системах. Потери энергии в земле при излучении здесь настолько значительны, что в ряде случаев определяют выбор важнейших параметров радиоустройства в целом: мощности передатчика, чувствительности приемника, мощности первичных источников энергии. Поэтому при решении комплекса вопросов, связанных с конструированием такого рода радиоустройств, важное место занимает технически правильный учет возможностей, даваемых тем или иным антенным устройством. Эти возможности могут быть всесторонне оценены лишь тогда, когда будут учтены все факторы, влияющие на эффективность антенны.

Теоретическое рассмотрение эффективности подземных излучателей принципиально не может проводиться в предположении идеальной проводимости земли. Именно конечная величина электрических параметров грунта, в который заложена такого рода антенна, определяет сама по себе процесс излучения.

В настоящей книге делается попытка систематизированно изложить вопросы, связанные с особенностями работы антенн, находящихся вблизи поверхности земли. Большое внимание уделяется теоретическому рассмотрению воздействия реальной земли на электрические характеристики антенн. Наряду с этим в книге приводится значительный по объему экспериментальный материал, имеющий самостоятельное значение.

В существующей учебной литературе, а также в монографиях, посвященных антенным устройствам, рассматриваются в основном лишь вопросы влияния реальной земли на характеристики направленности антенн.

Однако сами по себе характеристики направленности далеко не полностью отображают электрические свойства антенн. Так, например, в случае антенн подвижных радиоустройств или подземных излучателей важны также и энергетические соотношения при излучении. По этой причине наряду с направленными свойствами приземных и подземных антенн в книге отводится достаточное место вопросам их энергетики.

Подробно и систематически изложены методы расчета погонных параметров и сопротивлений линейных антенн, размещенных вблизи полупроводящей поверхности раздела. В основу этого раздела были положены работы авторов настоящей книги, опубликованные в периодической печати. Последнее обстоятельство в некоторой степени определило распределение труда между авторами при написании книги.

Имея в виду интерес читателей к подземным антеннам, материалы по которым рассеяны в многочисленных журнальных статьях, в книге сделана попытка обобщить эти материалы в свете современных представлений теории и техники подземных антенн.

Далее авторы сочли необходимым рассмотреть ряд конкретных типов приземных антенн, особенности работы которых определяются существенным воздействием земли. В книге уделяется внимание некоторым практическим вопросам питания этих антенн и, наконец, кратко описываются методы экспериментального определения электрических характеристик и параметров приземных и подземных антенн.

Предлагаемая книга не является учебником и рассчитана на читателей, знакомых с общей теорией антенн. Книга предназначена в основном для научных работников и инженеров, разрабатывающих радиоаппаратуру и проектирующих антенные устройства, и может быть использована также студентами в качестве учебного пособия по курсу антенн в высших учебных заведениях.

Необходимо отметить, что большую роль в формировании взглядов авторов на методы решения антенных задач, связанных с влиянием земли, сыграли А. А. Пистолькорс и Л. С. Королькевич, под руководством которых они длительное время работали, и Г. З. Айзенберг, советами которого они постоянно пользовались.

Труд авторов распределялся следующим образом: § 1—3, 5 I гл.; § 4 II гл.; § 1, 2 III гл.; § 1—4 IV гл.; § 1—5 V гл.; § 2 VI гл.; § 1, 4, 5a VII гл.; § 1, 5 VIII гл. написаны Г. А. Лавровым; § 4 I гл.; § 1—3, 5, 6 II гл.; § 3—8 III гл.; § 5 IV гл.; § 1, 3—6 VI гл.; § 2, 3, 5b VII гл.; § 2—4, 6 VIII гл. написаны А. С. Князевым. Все остальное написано совместно.

Наряду с оригинальным материалом, составляющим основное содержание книги, авторами были использованы литературные данные. В этом случае везде имеются соответствующие ссылки. При написании книги были использованы некоторые экспериментальные данные, полученные товарищами по работе и любезно предоставленные авторам, за что авторы весьма признательны В. И. Бекетову, В. Г. Буряку, С. В. Соловьеву, И. Г. Тумиловичу, Н. К. Украинскому, К. П. Харченко, А. Р. Мочку.

При ссылках на рисунки и формулы в пределах параграфа указывается лишь их порядковый номер, в пределах главы — номер параграфа и порядковый номер, в остальном тексте к этому добавляется номер главы. Вместо часто встречающегося выражения „почва, имеющая диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$  и проводимость  $\sigma$ “ применяется сокращенное обозначение: почва  $\Pi \frac{\epsilon}{\sigma}$ , либо при  $\sigma = \infty$  обозначение  $\Pi_{\infty}$ . Зависимость процессов от времени принята в виде  $e^{j\omega t}$ . Система единиц — практическая, рационализованная.

Авторы выражают глубокую благодарность профессорам Г. З. Айзенбергу и Б. В. Брауде, рецензии которых во многом помогли при работе над книгой.

ГЛАВА

I

## СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

**З**нание структуры поля вблизи поверхности земли как над землей, так и под ней является необходимым при исследовании электрических характеристик приземных и подземных антенн.

Изучение поля вблизи излучающей антенны дает возможность оценить ее характеристики при работе на передачу и, в частности, входное сопротивление. Соответственно поле вдали от нее определяет условия работы и приемные свойства антенны корреспондента.

Хотя теорема взаимности устанавливает, что характеристики антенны в режиме передачи и приема идентичны, однако обычно приходится рассматривать оба указанных режима в зависимости от поставленной задачи.

В исследованиях поля приземных вертикальных вибраторов основополагающие результаты принадлежат Зоммерфельду [1]. Допущенная им неточность при анализе одной из составляющих поля привела к дискуссии, продолжавшейся вплоть до недавнего времени [2—7]. Следует указать, что эта неточность была выявлена и устранена давно [8—11], а упомянутая дискуссия позже носила в основном лишь академический характер.

Случай горизонтального вибратора был впервые рассмотрен Гершельманом [12]. Наряду с изучением поля у самой поверхности земли исследовалось распределение излучения в вертикальной плоскости [13—15]. Ряд работ был посвящен изучению поля вибраторов, размещенных над поверхностью земли на высотах, соизмеримых с длиной волны [16].

Характерно, что в большинстве отмеченных работ рассматривается поле наземных вибраторов, причем

основное внимание уделяется полю в верхнем полупространстве. Появление публикаций, посвященных соотношениям между полями над и под землей (водой) [18], намеченным, кстати говоря, уже в первой статье Зоммерфельда, было связано с увеличением интереса к подземным и подводным антеннам.

Что же касается исследований поля подземных излучателей, то здесь оказалось возможным широкое использование результатов, полученных для наземных антенн с помощью теоремы взаимности [20].

Поле вблизи вибратора, находящегося у поверхности земли, может быть вычислено [21—22], исходя из основных соотношений, полученных в работах [1, 12].

Перечисленные выше вопросы определяют содержание данной главы. Круг этих вопросов весьма широк, и подробное изложение их возможно лишь в рамках специальной монографии. Однако многие из этих вопросов рассмотрены в учебной литературе, поэтому мы ограничимся минимумом сведений, необходимых для последующего изложения, придавая им по возможности практическую нацеленность, развивая и уточняя при этом отдельные положения.

Поверхность раздела воздух—земля предполагается плоской, что, однако, не наносит сколь-нибудь заметного ущерба точности определения электрических характеристик антенн.

Необходимость в учете сферичности земли может появиться лишь при исследовании пространственных диаграмм направленности для весьма малых углов возвышения.

### 1.1. ИЗЛУЧЕНИЕ И ПРИЕМ ПОД УГЛАМИ К ГОРИЗОНТУ

Необходимость рассмотрения вопроса о влиянии земли при излучении и приеме под углами к горизонту диктуется тем, что низкорасположенные и даже подземные антенные системы могут использоваться и используются в коротковолновом диапазоне для связи путем отражения от ионосферы.

В то же время антенны ультракоротких волн находят применение на линиях тропосферного и ионосфер-

6

ного рассеяния, где рассеивающий объем поднят над горизонтом.

Рассмотрим горизонтальную антенну, размещенную вблизи поверхности земли в поле плоских волн, приходящих под различными углами возвышения  $\Delta$ .

Имея в виду произвольность ориентации вектора электрической напряженности поля в плоскости фронта волны, его обычно представляют в виде суммы двух ком-

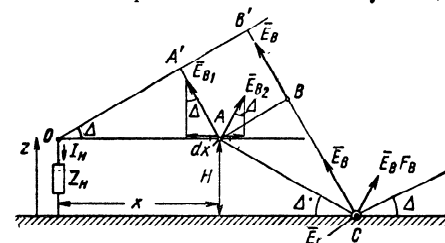


Рис. 1.1.1. Горизонтальный вибратор в поле вертикально-поляризованной волны.

понентов:  $E_v$  — лежащего в плоскости падения (вертикально или параллельно-поляризованное поле) и  $E_r$  — перпендикулярного этой плоскости (горизонтально или нормально-поляризованное поле).

Рис. 1 относится к случаю вертикальной поляризации вектора  $E_v$ , лежащего в плоскости чертежа.

Здесь и далее, как правило, нас будут интересовать составляющие электрической напряженности поля, параллельные проводам антенны, поскольку именно они обуславливают полезный эффект приема сигнала.

В плоскости фронта волны, следом которой является прямая  $CBV'$ , векторы напряженности поля имеют одинаковую амплитуду и фазу. Однако на элемент антенны  $dx$  наряду с прямой волной ( $E_{v1}$ ) воздействует волна, отраженная от поверхности земли ( $E_{v2}$ ). Нетрудно заметить, что

$$E_{v1} = E_v e^{-ik_1 \overline{AB}}. \quad (1.1.1)$$

Волна, упавшая на плоскость  $z=0$ , частично отражается от нее, изменяя направление. При этом значение напряженности поля тоже изменяется, что описы-

9

вается комплексным множителем  $\bar{F}_B$ , называемым коэффициентом отражения (или коэффициентом Френеля). Кроме того, на пути  $AC$  волна приобретает набег фазы, равный  $k_1 AC$ . Таким образом,

$$E_{B2} = E_B \bar{F}_B e^{-ik_1 AC}. \quad (I.1.2)$$

Составляющая напряженности поля вдоль участка антенны  $dx$  будет определяться соотношением, очевидным из рисунка:

$$E_x = E_B e^{-ik_1 AB} [1 - \bar{F}_B e^{-ik_1(AC-AB)}] \sin \Delta. \quad (I.1.3)$$

Далее, выбрав на антенне (или даже вне ее) некоторую точку  $O$  за начальную при отсчете фазы, получаем соотношение для любого элемента антенны

$$\overline{AB} = \overline{OB'} - x \cos \Delta. \quad (I.1.4)$$

Отбрасывая общий для всех элементов множитель  $e^{ik_1 \overline{OB'}}$  и замечая, что  $AC - AB = 2H \sin \Delta$ , получаем окончательно

$$E_x = E_B e^{ik_1 x \cos \Delta} [1 - \bar{F}_B e^{-i2k_1 H \sin \Delta}] \sin \Delta. \quad (I.1.5)$$

Соответственно, э.д.с., развиваемая в элементе  $dx$ ,

$$d\mathcal{E}_x = E_x dx. \quad (I.1.6)$$

Просуммировав действие всех элементарных э. д. с.\*, мы можем найти ток  $I_n$  в нагрузочном сопротивлении, а с ним и напряжение на входе антенны  $U_{вх}$  в функции угла возвышения.

Соотношение

$$U_{вх} = U_{вх}(\Delta) \quad (I.1.7)$$

определяет диаграмму направленности рассматриваемой антенны в вертикальной плоскости.

В ряде случаев бывает удобно исследовать антенну при работе ее на передачу. Поскольку нас интересуют поля на больших расстояниях от антенны, то волну

\* Подробно эта операция рассмотрена в § IV.1.

в точке наблюдения, расположенной под углом возвышения  $\Delta$ , можно считать плоской.

В точку наблюдения от элемента  $dx$  придут два луча  $r_1$  и  $r_2$  (рис. 2). Расположение векторов ясно из чертежа. Элементарная напряженность поля в точке наблюдения при этом будет

$$dE = \frac{30k_1 I_x dx}{r} e^{ik_1 x \cos \Delta} [1 - \bar{F}_B e^{-i2k_1 H \sin \Delta}] \sin \Delta. \quad (I.1.8)$$

Зависимость суммарной напряженности поля, вычисленной с учетом изменения амплитуды и фазы тока

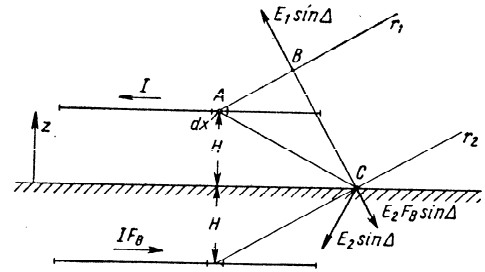


Рис. I.1.2. Излучение вертикально-поляризованных волн горизонтальным вибратором.

вдоль антенны, от угла возвышения будет определять вертикальную диаграмму направленности. Мы видим, что выражения для диаграмм направленности при работе антенн на передачу и на прием оказываются идентичными. Это можно показать также с помощью теоремы взаимности\*, однако здесь для нас важно другое обстоятельство.

Как видно из рисунка и соотношения (8), влияние поверхности земли при рассмотрении вопросов направленности может быть полностью воспроизведено размещением на уровне  $z = -H$  зеркального изображения антенны, несущего ток  $-I \bar{F}_B$ . При этом наша задача сводится к вычислению диаграммы направленности системы из двух антенн (несущих токи  $I$  и  $I \bar{F}_B$ ), находящей-

\* См. § I.3.

ся в свободном пространстве. Этот прием обычно используется в антенных расчетах.

В случае вертикальной антенны (рис. 3) в точке наблюдения элементарную напряженность поля можно представить формулой

$$dE = \frac{30k_1 I_z dz}{r} e^{-ik_1 z \sin \Delta} [1 + \bar{F}_B e^{-i2k_1 z \sin \Delta}] \cos \Delta. \quad (I.1.9)$$

Отсюда видно, что учет влияния земли эквивалентен введению зеркального изображения антенны, однако в отличие от предыдущего случая, несущего ток  $+IF_B$ .

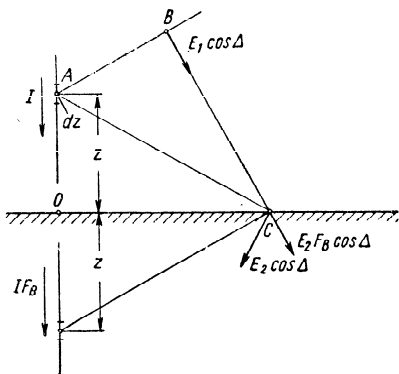


Рис. I.1.3. Излучение волн вертикальным вибратором.

Рассмотрим теперь наклонную антенну (рис. 4). Как видно из рисунка, в случае  $\Delta < \psi$

$$E = E_1 \sin(\psi - \Delta) + E_2 \bar{F}_B \sin(\psi + \Delta). \quad (I.1.10)$$

Однако

$$E_2 = E_1 e^{-2ik_1(H+\delta \sin \psi) \sin \Delta}, \quad (I.1.11)$$

где  $H$  — высота подвеса нижнего конца вибратора;  
 $\delta$  — координата, отсчитываемая от точки  $O$  вдоль вибратора,

поэтому

$$E = E_1 [\sin(\psi - \Delta) + \bar{F}_B e^{-2ik_1(H+\delta \sin \psi) \sin \Delta} \sin(\psi + \Delta)]. \quad (I.1.12)$$

Как нетрудно проверить, при  $\Delta > \psi$  выражение для  $E$  получается тождественным (12).

Следовательно, ток в зеркальном изображении должен быть принят таким, как это указано на рисунке. В свою очередь,

$$E_1 = \frac{30k_1 I_\delta d\delta}{r} e^{ik_1 \delta \cos(\psi - \Delta)}. \quad (I.1.13)$$

Подставив (13) в (12), мы после суммирования по длине вибратора получаем формулу, описывающую

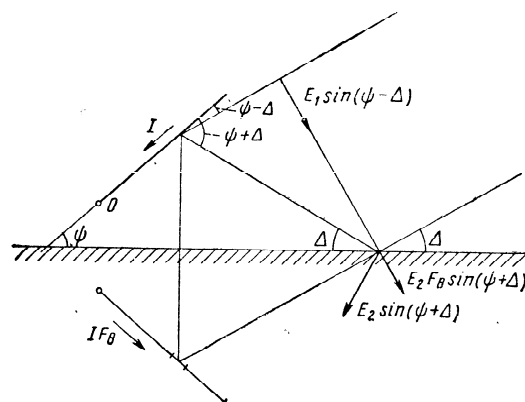


Рис. I.1.4. Излучение волн наклонным вибратором.

диаграмму направленности наклонного вибратора. Естественно, что (12) при  $\psi = 0$  переходит в формулу (8) для горизонтального вибратора, а при  $\psi = 90^\circ$  — в формулу (9) для вертикального вибратора.

Выше мы полагали, что вектор  $E$  и вибратор лежат в одной и той же вертикальной плоскости. В случае когда они лежат в различных плоскостях, составляющих между собой угол  $\phi$ , выражения (8) и (12) будут иметь общий множитель  $\cos \phi$ , который войдет также в показатели экспонент, определяющих разности хода лучей для каждого из элементов вибратора.

Анализ горизонтально-поляризованного поля, излученного антенной, размещенной у земли, или, наоборот,



поведения антенны в поле падающих горизонтально-поляризованных плоских волн не требует подробных объяснений, имея в виду предшествующее изложение.

Пусть горизонтальный вибратор (рис. 5) несет ток  $I$ , имеющий условное направление от плоскости чертежа к читателю (вдоль оси  $OY$ ). Тогда поле в точке наблюдения будет складываться из прямого ( $E_1$ ) и отражен-

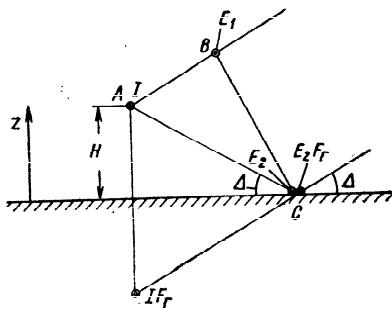


Рис. I.1.5. Горизонтальный вибратор в поле горизонтально-поляризованной волны.

ного от поверхности земли ( $E_2 \bar{F}_r$ ) с учетом разности хода  $AC - AB = 2H \sin \Delta$ . Множитель  $\bar{F}_r$  характеризует изменение амплитуды и фазы напряженности поля горизонтально-поляризованной волны при отражении от поверхности земли.

Соответственно

$$dE = \frac{30k_1 I_y dy}{r} [1 + \bar{F}_r e^{-i2k_1 H \sin \Delta}]. \quad (I.1.14)$$

Мы видим, что поле от элемента вибратора и полное поле в точке приема (получающееся интегрированием (14) по длине вибратора) характеризуются одинаковой зависимостью от угла возвышения и параметров почвы, определяемой выражением, заключенным в скобки.

Формула (14) усложнится, если плоскость падения волны будет составлять некоторый угол  $\phi$  с плоскостью чертежа. Об учете этого обстоятельства говорилось ранее. Здесь он выражается в добавлении множителя  $\sin \phi$ .

Как видно, влияние поверхности земли в рассматриваемом случае может быть воспроизведено введением зеркального изображения вибратора, несущего ток  $I \bar{F}_r$  того же направления, что и в основном вибраторе.

Таким образом, применение метода зеркальных изображений при условии соответствующего задания то-

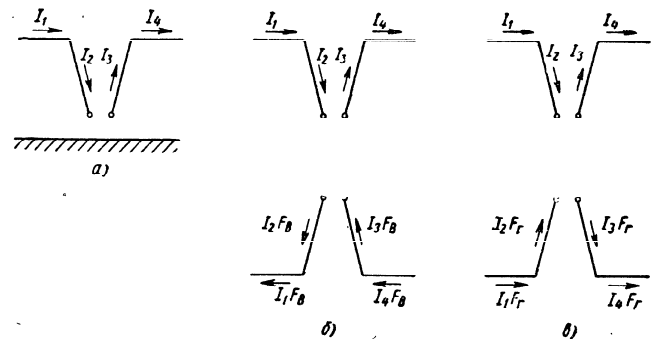


Рис. I.1.6. К учету влияния земли введением коэффициентов Френеля:

$a$  — исследуемая система;  $b$  и  $a$  — эквивалентные схемы для вертикально- и горизонтально-поляризованных волн.

ков в вибраторах приводит к замене анализа системы антенна — земля анализом системы антенна — изображение в свободном пространстве. На рис. 6 в качестве примера приведены эквивалентные системы для одной из антенн.

Рассмотрим теперь поведение подземных вибраторов в поле плоских волн, падающих под некоторым углом на поверхность земли. Аналогично может быть поставлен вопрос об излучении таких вибраторов под углами к горизонту.

Если ранее нам приходилось иметь дело с системой падающих на землю и отраженных от поверхности земли плоских волн, то при анализе подземных вибраторов определяющими являются волны, проникшие в землю за счет преломления на границе раздела. Преломленные волны при распространении вглубь земли в основном сохраняют свою структуру, сложившуюся у поверхности

раздела, однако амплитуды и фазы полей претерпевают изменения, аналогичные тем, которые хорошо известны под названием поверхностного эффекта в проводниках.

Поэтому мы в первую очередь будем интересоваться значениями поля непосредственно у поверхности земли ( $z=0$ ), имея в виду, что пересчет этих значений применительно к различным глубинам, который будет рассмотрен в следующем разделе, не представляет затруднений.

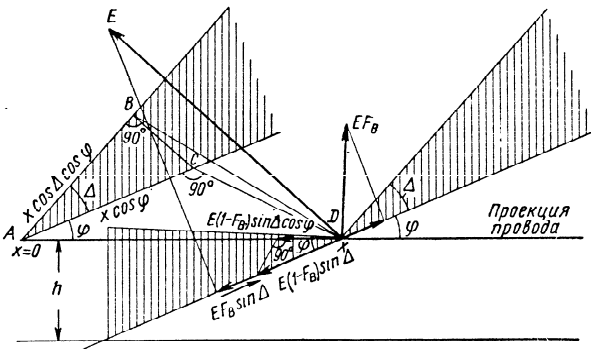


Рис. 1.1.7. Структура поля вертикально-поляризованной волны у поверхности земли.

Пусть на глубине  $h$  размещен горизонтальный вибратор (рис. 7), а на поверхность земли с направления  $(\Delta, \varphi)$  падает плоская вертикально-поляризованная волна. Будем искать составляющую электрической напряженности поля, параллельную антенне и лежащую в плоскости  $z=0$ .

Соотношения векторов не требуют особых пояснений:

$$E_x = E(1 - \bar{F}_B) \sin \Delta \cos \varphi e^{ik_1 x \cos \Delta \cos \varphi}. \quad (1.1.15)$$

Здесь отсчет фаз ведется от точки  $A$ , являющейся проекцией начала вибратора на поверхность земли.

Далее, как уже указывалось выше, необходимо вычислить ток в нагрузке антенны как результат воздейст-

16

вия размещенных вдоль антенны элементарных э. д. с.:

$$d\mathcal{E}_x = E_x dx. \quad (1.1.16)$$

Рассматривая исследуемый вибратор в качестве передающего, мы должны будем воспользоваться формулой (8) для  $h=0$  с учетом азимутального угла  $\varphi$ .

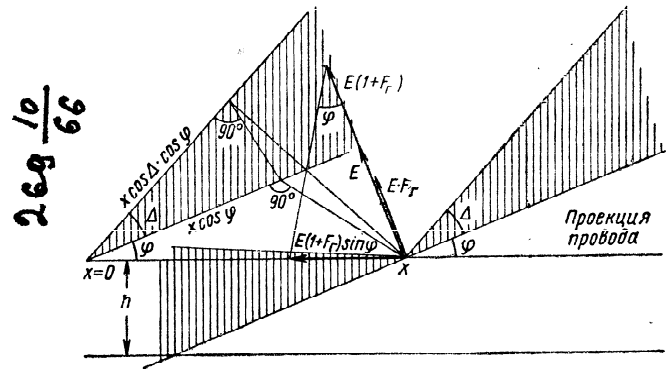


Рис. 1.1.8. Структура поля горизонтально-поляризованной волны у поверхности земли.

При этом элементарная напряженность поля в точке приема определится соотношением

$$dE = \frac{30k_1}{r} I_x dx e^{ik_1 x \cos \Delta \cos \varphi} (1 - \bar{F}_B) \sin \Delta \cos \varphi. \quad (1.1.17)$$

Здесь ток  $I_x$  отличается от истинного значения тока в подземном вибраторе  $I_x$  тем же множителем, с помощью которого поле у поверхности земли пересчитывается к глубине  $z = -h$ .

Полное поле в точке приема получается в результате интегрирования (17) по всей длине вибратора.

Точно таким же образом можно исследовать случай работы подземного вибратора в поле горизонтально-поляризованных волн (рис. 8). Теперь

$$E_x = E(1 + \bar{F}_T) e^{ik_1 x \cos \Delta \cos \varphi} \sin \varphi. \quad (1.1.18)$$

2-405

17

ИЗДАНИЕ СССР  
Государственно-техническая библиотека

Следует лишь заметить, что на чертеже векторы  $E$  и  $E\bar{F}_r$  условно показаны совпадающими по направлению, тогда как в зависимости от фазы коэффициента отражения  $\bar{F}_r$  они могут оказаться почти противоположными друг другу.

В режиме передачи мы получаем выражение, аналогичное (17):

$$dE = \frac{30k_1}{r} I_x dx e^{ik_1 x \cos \Delta \cos \varphi} (1 + \bar{F}_r) \sin \varphi. \quad (I.1.19)$$

Мы не рассматриваем характеристик вертикальных подземных вибраторов, поскольку последние оказываются менее эффективными по сравнению с горизонтальными, а поэтому обычно не применяются.

В случае необходимости можно получить соответствующие расчетные формулы, пользуясь изложенными выше соображениями и, в частности, формулой (9). Следует лишь заметить, что при этом в ней необходимо положить  $z=0$ , а под  $I_z$  понимать пересчитанное к поверхности земли значение тока в элементе антенны, размещенном на глубине  $z$ .

Если концы вертикального вибратора размещены в точках  $z=h_1$  и  $z=h_2$ , то для получения полного поля в точке приема потребуется выполнение интегрирования по  $z$  в пределах от  $z=h_1$  до  $z=h_2$ .

Таким образом, мы рассмотрели влияние поверхности земли при передаче или приеме под углами к горизонту. Все полученные формулы включают значения коэффициентов отражения  $\bar{F}_v$  и  $\bar{F}_r$ . Они определяются выражениями

$$\bar{F}_r = \frac{\epsilon'_2 \sin \Delta - \sqrt{\epsilon'_2 - \cos^2 \Delta}}{\epsilon'_2 \sin \Delta + \sqrt{\epsilon'_2 - \cos^2 \Delta}} = F_r e^{i\phi_r}, \quad (I.1.20)$$

$$\bar{F}_v = \frac{\sin \Delta - \sqrt{\epsilon'_2 - \cos^2 \Delta}}{\sin \Delta + \sqrt{\epsilon'_2 - \cos^2 \Delta}} = F_v e^{i\phi_v}. \quad (I.1.21)$$

Здесь  $\epsilon'_2 = \epsilon_2 - i60\lambda\sigma_2$ ;

$\epsilon_2$  и  $\sigma_2$  — диэлектрическая проницаемость и проводимость почвы;

$\lambda$  — длина волны.

Графики  $F_{v,r} = F_{v,r}(\Delta)$  и  $\phi_{v,r} = \phi_{v,r}(\Delta)$  для различных почв и рабочих частот приводятся в ряде учебников. Зависимость  $F_r$  и  $\phi_r$  от угла возвышения оказывается

монотонной, и пользование приводимыми в литературе значениями этих величин обычно не приводит к каким-либо осложнениям.

Если же обратиться к аналогичным зависимостям для вертикально-поляризованных волн, то картина оказывается иной. Кривые  $F_v$  имеют ярко выраженные минимумы в области сравнительно небольших углов возвышения  $\Delta_{\min}$ . Вблизи значения  $\Delta_{\min}$  происходит и резкое изменение  $\phi_v$  (от 180 почти до 360°). Для  $\Delta > \Delta_{\min}$  как амплитуда, так и фаза коэффициента отражения изменяются плавно.

Обычно  $F_v$  вычислялись для значений  $\Delta$ , взятых через 5, а иногда и через 10°, что приводило к наличию заметных погрешностей в опубликованных графиках. Эти погрешности относятся к положениям  $\Delta_{\min}$  и значениям  $F_{v \min} = F_v(\Delta_{\min})$ .

В связи с этим было предпринято исследование функции  $F_r = F_r(\Delta)$  с целью аналитического определения  $\Delta_{\min}$  и  $F_{v \min}$ . Полученные соотношения удалось довести до весьма удобного для вычислений вида при условии  $|\epsilon'_2| \gg 1$ , что имеет место в подавляющем большинстве практически интересных случаев.

Оказалось, что

$$\Delta_{\min} = \arcsin \frac{1}{\sqrt{n^2 + p^2}} \quad (I.1.22)$$

и

$$F_{v \min} = \sqrt{\frac{n^2}{p^2} + 1} - \frac{n}{p}. \quad (I.1.23)$$

Здесь

$$\sqrt{\epsilon'_2} = n - ip. \quad (I.1.24)$$

В случае необходимости при исследовании излучения и приема вертикально-поляризованных волн в секторе углов возвышения  $\Delta = 5 \div 30^\circ$  приведенные формулы позволяют уточнять значения коэффициентов Френеля (рис. 9 и 10).

Следует отметить, что вычисление значений коэффициентов Френеля для параметров почвы и длин волн, не упомянутых в опубликованных графиках, оказывается достаточно трудоемким делом. В связи с этим были предприняты меры для создания набора вспомогательных номограмм, облегчающих расчеты.

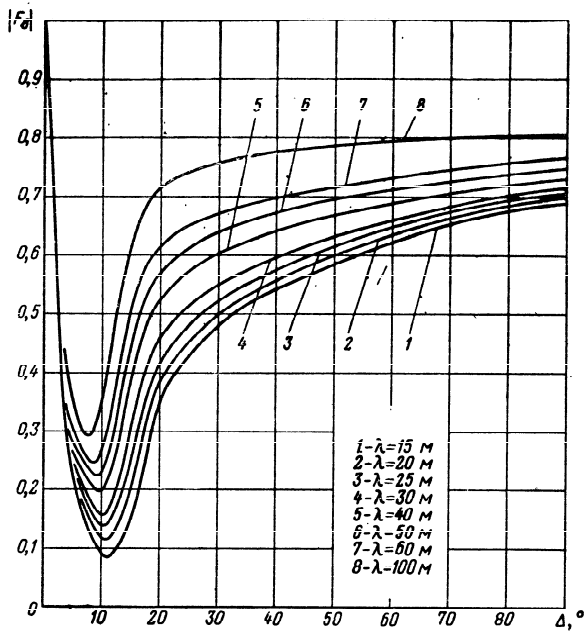


Рис. 1.1.9. Скорректированные зависимости модуля коэффициента Френеля  $F_v$  от угла возвышения для  $\Pi \frac{25}{10^{-2}}$ .

В частности, Брауде и Комаров [24], полагая  $|\sqrt{\epsilon'_2}| \gg 1$ , приводят выражения (20) и (21) к виду

$$F = \pm \left( 1 - \frac{2}{C_1 - iC_2} \right), \quad (I.1.25)$$

где знак «плюс» берется для случая вертикальной поляризации, а знак «минус» — для горизонтальной.

При этом

$$C_{1v} - iC_{2v} = \sqrt{\epsilon'_2} \sin \Delta + 1, \quad (I.1.26)$$

$$C_{1r} - iC_{2r} = \frac{\sqrt{\epsilon'_2} + 1}{\sin \Delta}. \quad (I.1.27)$$

Далее предлагается серия номограмм: для определения  $n$  и  $p$  по заданным  $\epsilon_2$ ,  $\sigma_2$  и  $\lambda$ , для нахождения  $C_{1v}$ ,  $C_{2v}$ ,  $C_{1r}$ ,  $C_{2r}$  по полученным значениям  $n$  и  $p$  при заданном угле  $\Delta$  (рис. 11, 12) и, наконец, для отыскания  $F$  по  $C_1$  и  $C_2$  (рис. 13).

Описанный способ при приемлемой для инженерной практики точности все же, по-видимому, недостаточен для точного вычисления значений  $F_v$  вблизи угла  $\Delta_{\text{мин}}$ .

Представляют интерес предложенные Охманом [25] графики амплитуды и фазы коэффициента Френеля для вертикально-поляризованных волн в функции от

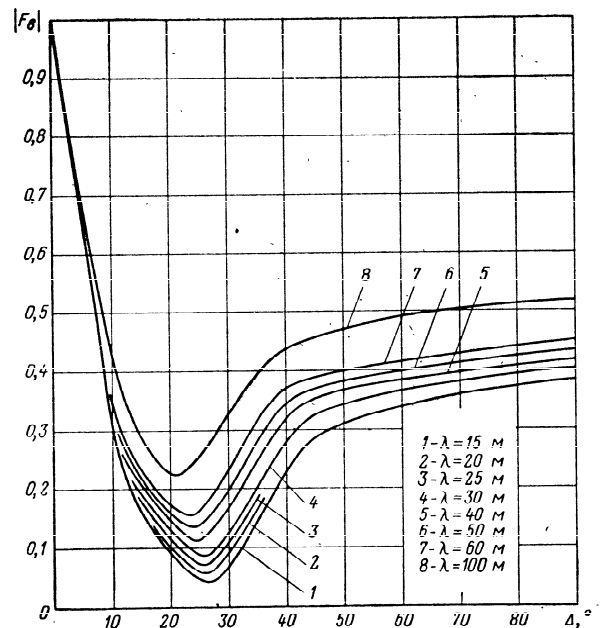


Рис. 1.1.10. Скорректированные зависимости модуля коэффициента Френеля  $F_v$  от угла возвышения для  $\Pi \frac{5}{10^{-2}}$ .

$\sin \Delta / \sin \Delta_{\min}$  и  $F_{\text{в мин}}$ , изображенные на рис. 14. Применение номограмм для определения  $\Delta_{\min}$  и  $F_{\text{в мин}}$  по заданным  $\epsilon_2$ ,  $\sigma_2$  и  $\lambda$  значительно упрощает вычисления по

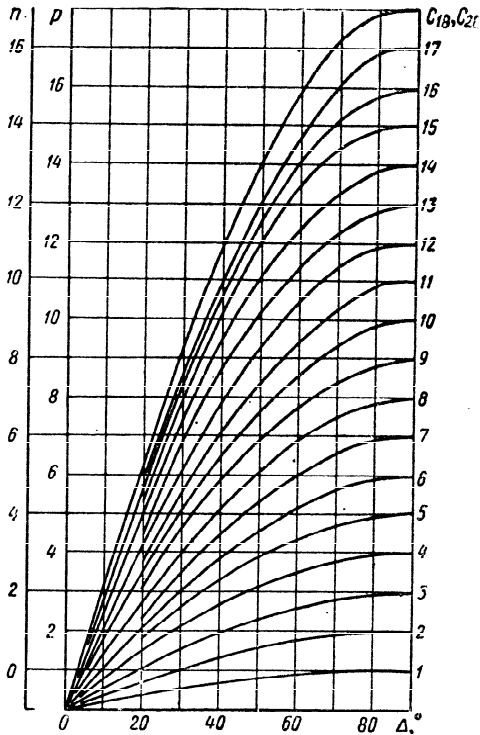


Рис. 1.1.11. Вспомогательный график для определения  $C_{1\text{в}}$  и  $C_{2\text{в}}$ .

указанным графикам при обеспечении хорошей точности вблизи  $\Delta_{\min}$ .

Для случая горизонтальной поляризации способ Охмана [26] не имеет каких-либо преимуществ по сравнению со способом Брауде и Комарова.

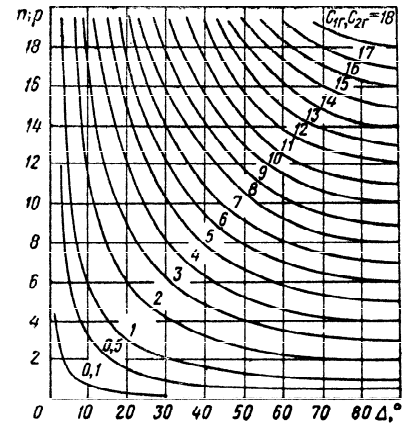


Рис. 1.1.12. Вспомогательный график для определения  $C_{1\text{r}}$  и  $C_{2\text{r}}$ .

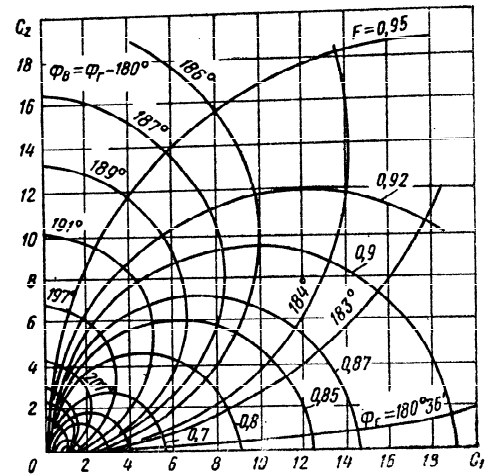


Рис. 1.1.13. Номограмма для определения модуля и фазы коэффициентов Френеля по Брауде и Комарову.

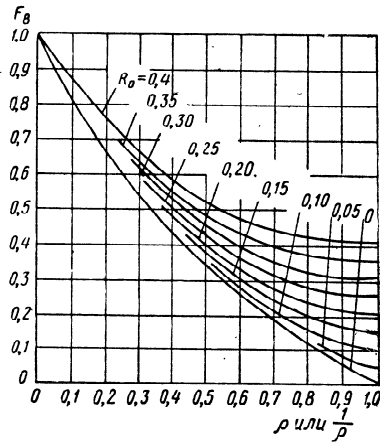
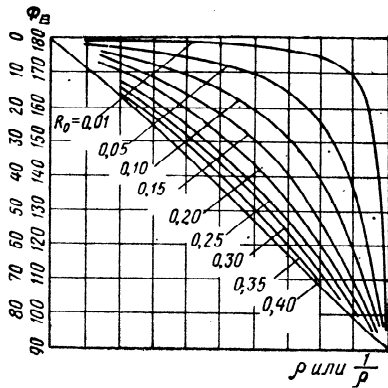


Рис. I.1.14. Графики для определения  $F_v$  и  $\phi_v$  по Охману:

$$90^\circ \leq \phi \leq 180^\circ \text{ для } 0 < \rho < 1;$$

$$0 \leq \phi \leq 90^\circ \text{ для } 0 < \frac{1}{\rho} < 1; \rho = \frac{\sin \Delta}{\sin \Delta_{\text{мин}}}$$

В заключение раздела напомним, что в случае идеально проводящей поверхности земли ( $\sigma_2 = \infty$ ) в соответствии с (20) и (21) имеем

$$\bar{F}_v = 1 \text{ и } \bar{F}_\Gamma = -1. \quad (\text{I.1.28})$$

Следовательно, если обратиться к рис. 6, то с учетом (28) мы приходим к известному положению, что влияние идеальной поверхности на излучение антенны может быть воспроизведено введением зеркального изображения последней, несущего токи противоположного направления независимо от поляризации поля.

Отметим, что формулы (20) и (21) при нормальном падении волн на поверхность земли ( $\Delta = 90^\circ$ ) приводят к результатам, различающимся знаком, хотя положение векторов электрической напряженности поля у земли в обоих случаях оказывается одинаковым.

Кажущееся противоречие объясняется тем, что при введении коэффициента  $F_\Gamma$  направления векторов  $E$  падающей и отраженных волн (см. пояснение к рис. 5) принимались одинаковыми, тогда как при введении коэффициента  $F_v$  направления горизонтальных составляющих этих векторов выбирались противоположными.

## 1.2. СТРУКТУРА ПОЛЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Пусть у границы раздела двух сред в первой из них размещен элементарный вертикальный электрический вибратор. В качестве первичного поля можно, в частности, принять поле вибратора в первой из сред, без учета влияния границы раздела. Наличие последней приведет к возникновению вторичных полей как в первой, так и во второй среде.

Обозначим функции Герца первичного и вторичных полей соответственно  $P_0$ ,  $P_1$  и  $P_2$  и для определенности будем считать второй средой почву.

Тогда из граничных условий для полей  $P_0 + P_1$  и  $P_2$  на поверхности земли могут быть определены вторичные поля, а следовательно, поля в воздухе и в земле.

Основное внимание в литературе уделялось исследованию поля в воздухе; нам же в интересах исследования подземных антенн потребуется определить так же поле ниже поверхности земли.

Рассмотрим сначала поле в воздухе. Результат решения задачи Зоммерфельда может быть записан в следующей форме:

$$P = P_0 + P_1 = A_1 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} + B_1 \frac{e^{-ik_2 r}}{r}. \quad (\text{I.2.1})$$

Здесь  $r$  — расстояние вдоль земли;  
 $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа для воздуха и почвы;  
 $A_1$  и  $B_1$  — функции от  $k_1$  и  $k_2$ .

Таким образом, оказывается, что суммарное поле в воздухе складывается из двух волн. Одна из них достигает точки наблюдения «по воздуху» — прямая волна, или, как ее часто называют, земная волна. Другая же распространяется в почве «сбоку» от линии излучателя — точка наблюдения, что и определило ее название — боковая волна [27, 28].

Естественно, что за счет больших значений комплексной величины  $k_2$  даже при сравнительно небольших расстояниях поле боковой волны оказывается пренебрежимо малым по сравнению с полем земной волны и обычно не учитывается.

Что же касается функции  $A_1$ , то она подробно исследована и обозначается  $2Y(\rho)$ . Таким образом,

$$\Pi(r) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho). \quad (1.2.2)$$

«Функция ослабления»  $Y(\rho)$  характеризует убывание поля с расстоянием за счет влияния конечной проводимости почвы. Эта функция определяется формулой

$$Y(\rho) = 1 - 2\sqrt{\rho} e^{-\rho} \int_{-\infty}^{\sqrt{\rho}} e^{\omega^2} d\omega. \quad (1.2.3)$$

Входящая в (3) величина  $\rho$  носит наименование численного расстояния и связана с геометрическим расстоянием от излучателя до точки наблюдения, с длиной волны и параметрами почвы соотношением

$$\rho = -ik_1 r \left( 1 - \frac{k_2}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}} \right). \quad (1.2.4)$$

При условии  $k_2^2 \gg k_1^2$ , выполняющемся в большинстве случаев практики, формула (4) получает более простой вид:

$$\rho \cong -i \frac{k_1^3 r}{2k_2^2}. \quad (1.2.5)$$

Функция  $Y(\rho)$  табулирована Карповым [29]. В прак-

тических расчетах обычно оказывается возможным использование приближенных формул

$$Y(\rho) = 1 - i\sqrt{\pi\rho} \quad \text{при } \rho \ll 1, \\ Y(\rho) = -\frac{1}{2\rho} \quad \text{при } \rho \gg 1. \quad (1.2.6)$$

На рис. 1 приведено семейство кривых  $Y(|\rho|)$  при различных значениях  $\arg \rho$ .

Формулы (2) и (3) могут быть распространены и на случай размещения точки наблюдения над поверхностью земли ( $z \neq 0$ ) путем модификации выражения для численного расстояния.

Если точка наблюдения имеет координаты  $(r, z)$ , то можно ввести

$$\rho_1(R) = \rho(R) \left( 1 + \frac{k_2 z}{k_1 R} \right)^2. \quad (1.2.7)$$

Тогда

$$Y(\rho_1) = 1 - 2\sqrt{\rho_1(R)} e^{-\rho_1(R)} \int_{-\infty}^{\sqrt{\rho_1(R)}} e^{\omega^2} d\omega. \quad (1.2.8)$$

Здесь  $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ .

Приведенные соотношения являются приближенными, однако сохраняют вполне достаточную точность для  $\frac{z}{R} < 0,05$ . Кроме общих закономерностей изменения поля с расстоянием от излучателя, нас интересует структура этого поля — ориентация векторов  $E$  и  $H$  в точке наблюдения. Естественно ожидать, что ориентация векторов будет меняться в зависимости от размещения излучателя и точки наблюдения. Поэтому представляет интерес вычисление поля в произвольной точке  $(x, y, z)$  от поднятого источника  $(0, 0, z_1)$ . Необходимые в дальнейшем обозначения приведены на рис. 2.

Функция Герца полного поля источника в точке наблюдения может быть записана в виде [30]

$$\Pi = \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} + 2 \frac{ik_1^2}{k_2} \int_{-\infty}^z e^{\frac{-ik_1 [R'_2 + (\xi - z) \frac{k_1}{k_2}]}{R_2}} d\xi, \quad (1.2.9)$$

где

$$R'_2 = \sqrt{x^2 + y^2 + (\xi + z_1)^2}.$$

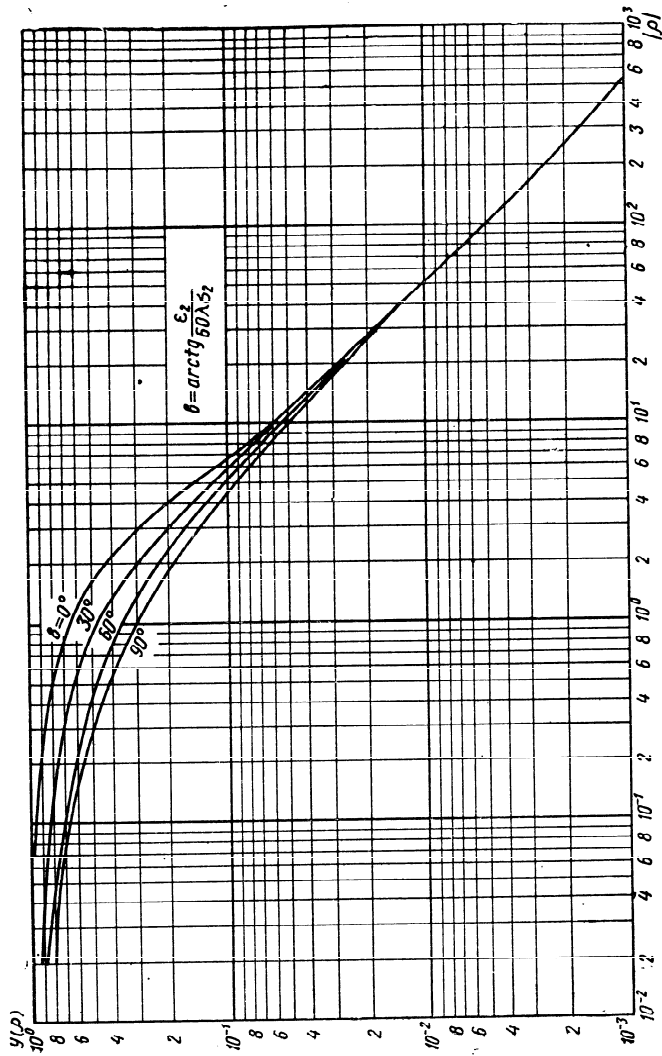


Рис. 1.2.1. Функция ослабления  $Y(\rho)$ .

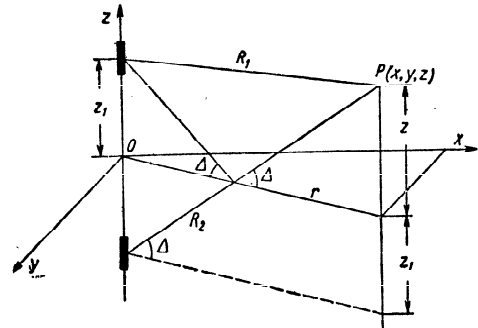


Рис. 1.2.2. К вычислению поля поднятого вертикального вибратора.

Следуя Фейнбергу [20], можно преобразовать (9) к виду

$$\Pi = \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} + 2 \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \left[ \frac{Y(\rho_1) \sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k_2^2} \cos^2 \Delta + \sqrt{\epsilon'_2} \sin \Delta}}{\sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k_2^2} \cos^2 \Delta + \sqrt{\epsilon'_2} \sin \Delta}} \right]. \quad (1.2.10)$$

Если теперь учесть соотношение (20) предыдущего раздела, то получим окончательно

$$\Pi = \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} + \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} [(1 - \bar{F}_B) Y(\rho_1) + (1 + \bar{F}_B)]. \quad (1.2.11)$$

В последних выражениях

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin \Delta = \frac{z + z_1}{R_2}, \\ \rho_1 = \rho \frac{(1 + \sqrt{\epsilon_2} \sin \Delta)^2}{\cos^2 \Delta} \end{array} \right\} \quad (1.2.12)$$



Формула (11) имеет ясный физический смысл. При размещении точки наблюдения у поверхности земли первые два слагаемых взаимно уничтожаются. Кроме того,  $1 + \bar{F}_B \rightarrow 0$ . Таким образом, распространение волны характеризуется функцией ослабления  $Y(\rho)$ , поскольку при этом  $\rho_1 \rightarrow \rho$ . Однако уже при сколько-нибудь значительных подъемах точки наблюдения первое слагаемое в квадратных скобках на больших расстояниях достаточно быстро уменьшается за счет функции ослабления, тогда как второе слагаемое не зависит от расстояния, что обеспечивает его преобладание. Это разложение позволяет ввести термины «поверхностная», или «земная», волна и «пространственная» волна.

Теперь мы могли бы выписать выражения для составляющих поля земной и пространственной волн, пользуясь известными соотношениями между функцией Герца и значениями напряженностей полей. Соответствующие полные формулы можно найти у Нортон (формулы (55) и (70) в [13]).

Однако при больших удалениях точки наблюдения структура поля вблизи нее слабо зависит от высоты размещения излучателя. Поэтому имеет смысл проанализировать случай  $z_1 = 0$ , поскольку при этом расчетные формулы оказываются достаточно ясными.

При переходе к формулам для напряженности поля воспользуемся соотношениями

$$\Pi = -i \frac{30I l}{k_1} \quad (1.2.13)$$

и

$$E = k_1^2 \Pi. \quad (1.2.14)$$

Тогда

$$E_{\text{пр}} = A \cos^2 \Delta \left(1 + \bar{F}_B\right) \frac{e^{-ik_1 R}}{R} \bar{\Delta}_1, \quad (1.2.15)$$

$$E_{\text{пов}} = A \left(1 - \bar{F}_B\right) \frac{e^{-ik_1 R}}{R} Y(\rho_1) \times$$

$$\times \left[ \bar{z}_1 + \bar{r}_1 \cos \Delta \left(1 + \frac{\sin^2 \Delta}{2}\right) \sqrt{\frac{\epsilon'_2 - \cos^2 \Delta}{\epsilon'_2}} \right]. \quad (1.2.16)$$

Здесь  $A = i30k_1 I l$ ;  $I$  — ток на излучателе;  $l$  — длина излучателя;  $\bar{\Delta}_1$ ,  $\bar{z}_1$ ,  $\bar{r}_1$  — единичные координатные векторы.

Если внимательно посмотреть на выражение (15), то мы без труда обнаружим, что оно лежит в основе соотношения (1.9). Это и не удивительно, поскольку в предыдущем разделе мы пользовались отражательной трактовкой, характерной именно для пространственных волн.

Если же обратиться к выражению (16), то паряду с высказанными выше соображениями о характере убывания поверхностной волны с расстоянием, можно заметить еще одну интересную особенность. Для точек наблюдения, лежащих у поверхности земли ( $\Delta = 0$ ), вектор электрической напряженности поля оказывается наклонным в направлении движения волны. При этом горизонтальная составляющая примерно в  $\sqrt{\epsilon'_2}$  раз меньше вертикальной. Это обстоятельство обуславливает возможность приема на горизонтальные провода в поле земной волны и соответственно возможность излучения земных волн горизонтальными антеннами.

Следует заметить, что наклон вектора  $E$  и соотношение между горизонтальной и вертикальной его составляющими изменяются в зависимости от высоты размещения точки наблюдения  $z$ . Это видно уже из соотношения (16), однако точные количественные оценки можно получить лишь из сопоставления выражений для вертикальной составляющей  $E_\Delta$  (при малых углах  $\Delta$  она практически совпадает с  $E_z$ ) и горизонтальной  $E_r$ :

$$E_\Delta = A \cos \Delta \frac{e^{-ik_1 R}}{R} \left\{ 1 + \bar{F}_B + (1 - \bar{F}_B) Y(\rho_1) \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \tau \sin \Delta \left(1 + \frac{\sin^2 \Delta}{2}\right) \sqrt{1 - \tau^2 \cos^2 \Delta} \right] \right\}, \quad (1.2.17)$$

$$E_r = A \left(1 - \bar{F}_B\right) Y(\rho_1) \frac{e^{-ik_1 R}}{R} \times$$

$$\times \left[ \sin \Delta + \cos^2 \Delta \left(1 + \frac{\sin^2 \Delta}{2}\right) \tau \sqrt{1 - \tau^2 \cos^2 \Delta} \right]. \quad (1.2.18)$$

Здесь  $\tau = \frac{k_1}{k_2}$ .

Для малых  $\Delta$  справедливы следующие приближения:

$$\rho_1 \cong -ik_1 r \frac{\tau^2 \sqrt{1-\tau^2}}{2}, \quad 1 + \bar{F}_B \cong \frac{2\Delta}{\Delta + \tau \sqrt{1-\tau^2}},$$

$$1 - \bar{F}_B \cong \frac{2\tau \sqrt{1-\tau^2}}{\Delta + \tau \sqrt{1-\tau^2}}. \quad (I.2.19)$$

Подставляя (19) в (17) и (18) и ограничиваясь при вычислении  $Y(\rho_1)$  первым членом асимптотического разложения (6), будем иметь

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1 + ik_1 z \tau}{\tau \sqrt{1-\tau^2}}. \quad (I.2.20)$$

В частном случае  $z=0$  при  $k_2 \gg k_1$  получаем

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1}{\tau \sqrt{1-\tau^2}} \cong \sqrt{\epsilon'_2}, \quad (I.2.21)$$

соответственно

$$|\theta| = \operatorname{arctg} |\sqrt{\epsilon'_2}|. \quad (I.2.21a)$$

На рис. 3 приведена серия зависимостей величины  $|\cos \theta|$ , удобной при расчетах горизонтальных антенн, от длины волны и высоты точки наблюдения для трех различных типов почвы.

Строго говоря, соотношение между вертикальной и горизонтальной составляющими электрической напряженности поля земной волны не является постоянным, а изменяется в некоторых пределах в такт с рабочей частотой. Это можно усмотреть из формул (20) и (21), которые указывают на наличие фазового сдвига между  $E_\Delta$  и  $E_r$  за счет комплексности диэлектрической постоянной почвы. Этот фазовый сдвиг определяется как

$$\kappa = -\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{60\lambda\sigma_2}{\epsilon_2}. \quad (I.2.22)$$

Тогда

$$E_z = Z = \cos \omega t, \quad (I.2.23)$$

$$E_r = E_x = \delta \cos(\omega t + \kappa) = \delta [Z \cos \kappa - \sqrt{1-Z^2} \sin \kappa]. \quad (I.2.24)$$

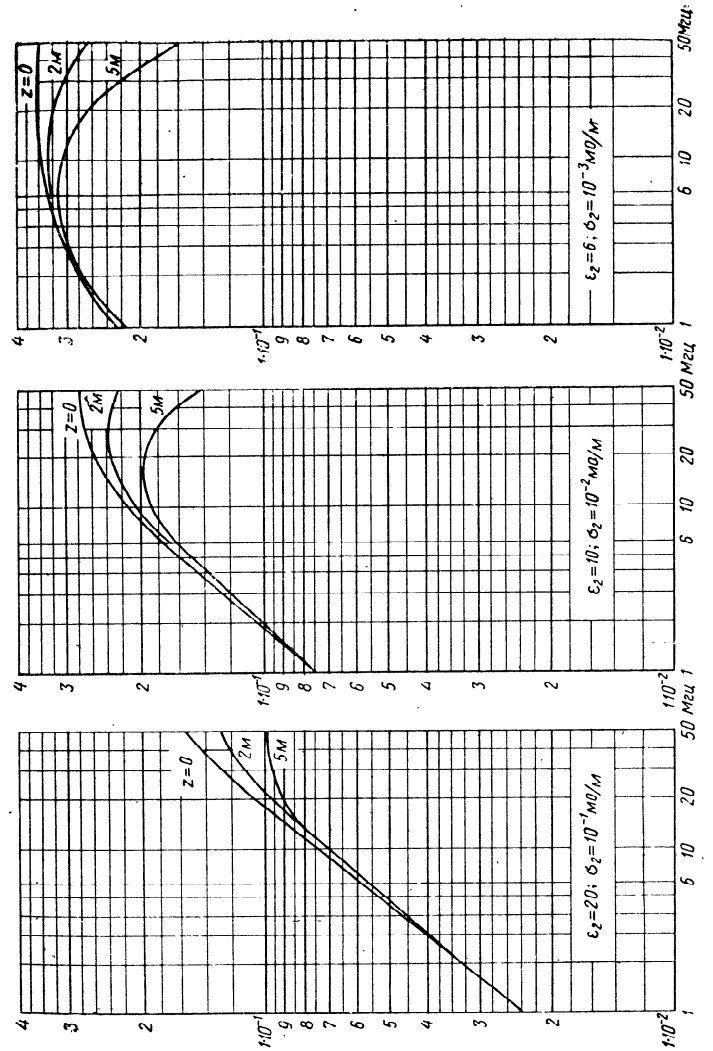


Рис. I.2.3. Зависимость  $\cos \theta$  от  $\epsilon_2$ ,  $\sigma_2$ ,  $f$  и  $z$ .

Здесь

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_2^2 + (60\lambda\sigma_2)^2}}$$

Последнее соотношение является уравнением эллипса. Это уравнение может быть подробно исследовано аналитически. В частности, приведение (24) к каноническому виду путем поворота координатных осей позволяет определить угол наклона  $\Xi$  большой оси эллипса в плоскости  $xoy$ , а также отношение полуосей  $\frac{b}{a}$ . Можно показать, что

$$\operatorname{tg} 2\Xi = \frac{2\delta \cos \kappa}{1 - \delta^2} \quad (1.2.25)$$

или при  $\delta \ll 1$

$$\Xi \cong \delta \cos \kappa. \quad (1.2.26)$$

В этом случае отношение полуосей эллипса определяется формулой

$$k = \frac{b}{a} \cong \delta \sin \kappa. \quad (1.2.27)$$

Мы не проводим более подробного анализа затронутого вопроса и ограничиваемся воспроизведением зависимостей величин  $k$  и  $\Xi$  от параметров почвы и длины волны (рис. 4), поскольку эти величины помогут уяснить физику процесса распространения земной волны [13, 20] и не представляют существенного интереса с точки зрения антенных расчетов. Более того, следует предостеречь от имеющих подчас место попыток использования значений угла  $\Xi$  для вычисления горизонтальной составляющей электрической напряженности поля. Нетрудно заметить, что углы  $\Xi$  и  $\frac{\pi}{2} - \theta$  заметно различаются и совпадают лишь в случае  $\sigma_2 = 0$ . Величина  $E_r$  определила бы значение горизонтальной составляющей  $E$  лишь в момент времени, соответствующий прохождению  $E$  через максимум, тогда как выкладки (17) — (21) обеспечивают получение  $E_r$ , «усредненной за период высокочастотного колебания».

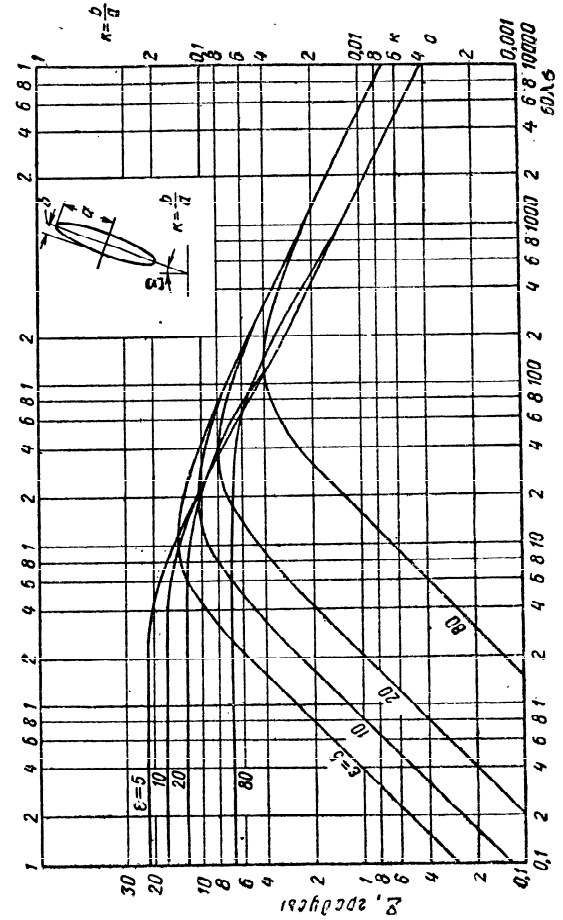


Рис. 1.2.4. Характеристики эллипса поляризации.

Поле в нижнем полупространстве от вибратора, расположенного в воздухе, также может быть представлено в форме (1):

$$P_2 = A_2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} + B_2 \frac{e^{-ik_2 r}}{r}. \quad (1.2.28)$$

По приведенным ранее соображениям основную роль играет первое слагаемое, которое, как показано Зом-

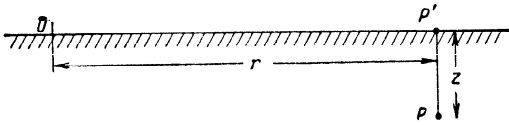


Рис. 1.2.5. К вычислению поля в нижнем полупространстве.

мерфельдом [1а], может быть записано в наших обозначениях следующим образом:

$$P_2(r, -z) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1^2}{k_2^2} e^{-\sqrt{k_1^2 - k_2^2} |z|}. \quad (1.2.29)$$

Входящие в (29) величины  $r$  и  $z$  являются координатами точки наблюдения и показаны на рис. 5. Последнее соотношение является весьма важным для понимания физических процессов, связанных с излучением и приемом под землей. Действительно, в соответствии с (29) процесс распространения радиоволн от точки  $O$  к точке  $P$  условно можно разбить на три этапа. Первый этап, характеризующийся множителем  $2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho)$ , является обычным распространением земной волны от точки  $O$  до точки  $P'$ . В точке  $P'$  (равно как и во всех точках плоскости  $z=0$ ) вертикальная составляющая вектора  $E$  в соответствии с граничным условием претерпевает скачок и уменьшается в  $\frac{k_1^2}{k_2^2}$  раз. Наконец поле просочившейся в землю волны экспоненциально убывает с глубиной при одновременном изменении фазы.

Рассмотрим подробнее модуль экспоненты в (29):

$$\left| \frac{P_2(r, z)}{P_2(r, -0)} \right| = e^{-|\chi| z}, \quad (1.2.30)$$

где

$$|\chi| = k_1 |z| \operatorname{Im}(\sqrt{\epsilon'_2 - 1}).$$

Мы видим, что величина  $\chi$  прямо пропорциональна глубине, корню из комплексной диэлектрической проницаемости почвы и обратно пропорциональна длине волны. Это характерные черты обычного поверхностного эффекта. Действительно, при  $\epsilon'_2 \approx i60\lambda\sigma_2 \gg 1$

$$\chi = \pi \sqrt{\frac{120\sigma}{\lambda}}, \quad (1.2.31)$$

и мы получаем знакомую формулу, описывающую поверхностный эффект в металлах.

На рис. 6 приведены зависимости „множителя глубины“  $e^{-|\chi| z}$  от  $z$  для различных параметров почв и частот.

Следует отметить, что соотношение (30) было впоследствии обобщено Бреховских [18] на случай плоских волн, наклонно падающих на поверхность земли.

Как оказалось, для этого достаточно ввести

$$|\chi'| = k_1 |z| \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon'_2 - \cos^2 \Delta}. \quad (1.2.32)$$

Поскольку, как правило,  $\epsilon'_2 \gg 1$ , указанное уточнение не приводит к сколько-нибудь заметным изменениям значения  $|\chi|$ , а поэтому вполне можно пользоваться графиками рис. 6 при расчетах подземных антенн для приема (излучения) пространственных волн.

До сих пор мы рассматривали поле излучателя, размещенного в воздухе. Что же произойдет, если излучатель будет находиться в земле?

Естественно ожидать, что при этом поле под землей будет определяться соотношением

$$P' = P'_0 + P'_2 = A'_1 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} + B'_1 \frac{e^{-ik_1 r}}{r}, \quad (1.2.33)$$

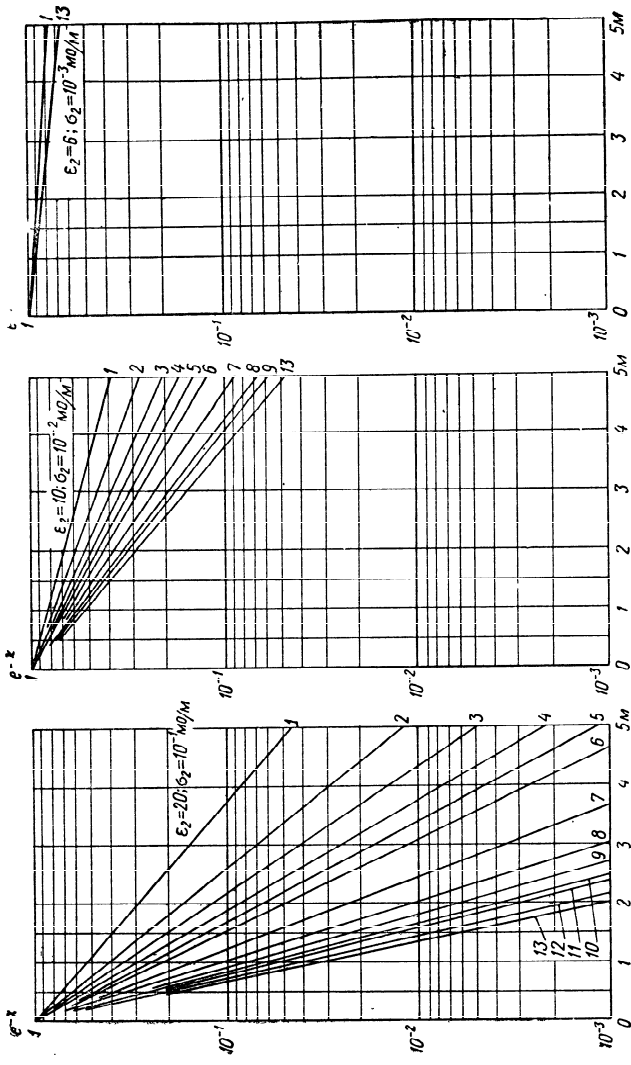


Рис. 1.2.6. Коэффициент затухания волны при проникновении в полупрозрачную среду:  
 1)  $\lambda=300$  м; 2)  $\lambda=150$  м; 3)  $\lambda=100$  м; 4)  $\lambda=75$  м; 5)  $\lambda=60$  м; 6)  $\lambda=50$  м; 7)  $\lambda=30$  м; 8)  $\lambda=20$  м; 9)  $h=15$  м;  
 10)  $\lambda=12$  м; 11)  $\lambda=10$  м; 12)  $\lambda=7,5$  м; 13)  $h=6$  м.

а поле в воздухе — соотношением

$$P'_1 = A'_2 \frac{e^{-ik_2 r}}{r} + B'_2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r}. \quad (1.2.34)$$

В (33) мы снова видим слагаемые, соответствующие прямой и боковой волнам. Однако теперь определяющую роль играет боковая волна.

Анализ этого случая удобнее всего провести, используя полученные выше соотношения для наземного излучателя и применяя теорему взаимности. Соответствующие результаты будут показаны в следующем разделе.

В заключение отметим, что структура поля горизонтальных вибраторов, размещенных в непосредственной близости от поверхности земли ( $h \ll \lambda$ ), на достаточном удалении (в волновой зоне) не отличается от рассмотренной нами применительно к вертикальным вибраторам. Хотя полное поле горизонтального вибратора, параллельного оси  $oy$ , описывается двумя составляющими вектора Герца, а именно  $P_y$  и  $P_z$ , однако при указанном ограничении в отношении высоты подвеса  $h$  оказывается, что

$$|P_y| \ll |P_z|. \quad (1.2.35)$$

Случай поднятых вибраторов будет рассмотрен в § 5 этой главы.

### 1.3. ПРИМЕНЕНИЕ ПРИБЛИЖЕННЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ И ТЕОРЕМЫ ВЗАИМНОСТИ

Теорема взаимности устанавливает весьма важные соотношения между величинами, описывающими тот или иной физический процесс в двух точках пространства. Мы встречаемся с ней в теории упругости, электродинамике, теории цепей и т. д. Формулировка теоремы взаимности в применении к линейным антеннам общеизвестна, а ее математическое выражение имеет вид

$$I^{(2)}(z_1) \xi^{(1)} = I^{(1)}(z_2) \xi^{(2)}. \quad (1.3.1)$$

Здесь  $I^{(2)}(z_1)$  — значение тока в сечении  $z_1$  первой антенны при включении э. д. с.  $\mathcal{E}^{(2)}$  в сечении  $z_2$  второй антенны;

$I^{(1)}(z_2)$  — значение тока в сечении  $z_2$  второй антенны при включении э. д. с.  $\mathcal{E}^{(1)}$  в сечении  $z_1$  первой антенны.

Соответственно в случае элементарных диполей

$$I^{(1)}E^{(2)}(A_1) = I^{(2)}E^{(1)}(A_2), \quad (1.3.2)$$

где  $I^{(1)}$  и  $I^{(2)}$  — значения токов в диполях, расположенных в точках  $A_1$  и  $A_2$ ;

$E^{(2)}(A_1)$  и  $E^{(1)}(A_2)$  — напряженности поля, создаваемые вторым и первым диполями в точках  $A_1$  и  $A_2$ .

Теорема взаимности является весьма действенным инструментом в исследованиях антенн. В частности, с ее помощью устанавливается однозначное соответствие между электрическими параметрами антенны (характеристика направленности, входное сопротивление) при работе ее на передачу и на прием.

Однако здесь хочется обратить особое внимание на то обстоятельство, что формулы (1) и (2) не включают параметров сред, в которых размещены антенны. Это весьма существенно, коль скоро нас интересуют поля наземных излучателей под землей и поля подземных вибраторов в воздухе. Одновременно с этим следует заметить, что в ряде книг можно встретить ошибочные формулировки теоремы взаимности, включающие электрические параметры сред. Анализ существа этих ошибок и подробный вывод формул (1) и (2) можно найти у Фейнберга [20].

Применим теперь теорему взаимности для исследования поля подземных вибраторов. Пусть вертикальный вибратор размещен на глубине  $z_1$ , т. е. в точке с координатами  $(0, 0, -z_1)$ . Найдем поле этого вибратора над поверхностью земли в точке с координатами  $(r, 0, +0)$ . Однако в соответствии с (2) это поле будет равно полю в точке  $(0, 0, -z_1)$  от вибратора, размещенного в точке  $(r, 0, +0)$ .

Воспользовавшись (29.2), можно записать

$$E_z(r, 0, +0) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1^2}{k_2^2} e^{-\sqrt{k_1^2 - k_2^2} |z_1|}. \quad (1.3.3)$$

Горизонтальная составляющая  $E$  с учетом (2.21) при этом имеет вид

$$E_r(r, 0, +0) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1^3}{k_2^3} e^{-\sqrt{k_1^2 - k_2^2} |z_1|}. \quad (1.3.4)$$

Воспользовавшись граничными условиями на поверхности земли

$$\epsilon'_z E_z(-0) = E_z(+0); \quad E_r(-0) = E_r(+0), \quad (1.3.5)$$

мы можем пересчитать значения  $E_z$  и  $E_r$  под землю, а далее будет действовать экспоненциальный закон убывания поля с глубиной. Таким образом, для поля от рассмотренного подземного вибратора в точке  $(r, 0, -z_2)$  получаем формулы

$$E_z(r, 0, -z_2) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1^4}{k_2^4} e^{-\sqrt{k_1^2 - k_2^2} |z_1 + z_2|}, \quad (1.3.6)$$

$$E_r(r, 0, -z_2) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1^3}{k_2^3} e^{-\sqrt{k_1^2 - k_2^2} |z_1 + z_2|}. \quad (1.3.7)$$

Вычислим теперь поле в точке  $(r, 0, +0)$  от горизонтального вибратора, ориентированного вдоль оси  $ox$  и размещенного на глубине  $z_1$ .

Вертикальный вибратор, будучи помещенным в точку  $(r, 0, +0)$ , создает в точке  $(0, 0, +0)$  горизонтальную составляющую поля

$$E_r(0, 0, +0) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1}{k_2}. \quad (1.3.8)$$

Имея в виду непрерывность  $E_r$  при переходе границы раздела, получаем после пересчета к глубине  $z_1$

$$E_r(r, 0, -z_1) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1}{k_2} e^{-\sqrt{k_1^2 - k_2^2} |z_1|}. \quad (1.3.9)$$

Согласно теореме взаимности это и будет  $z$ -составляющей искомого поля в воздухе

$$E_z(r, 0, +0) = E_r(0, 0, -z_1). \quad (1.3.10)$$

Зная  $E_z(r, 0, +0)$ , мы опять-таки можем вычислить поле на глубине  $z_2$  в земле с помощью (5) и с учетом экспоненциального затухания с глубиной:

$$E_z(r, 0, -z_2) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1^3}{k_2^3} e^{-\sqrt{k_1^2 - k_2^2} |z_1 + z_2|}, \quad (1.3.11)$$

$$E_r(r, 0, -z_2) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1^2}{k_2^2} e^{-\sqrt{k_1^2 - k_2^2} |z_1 + z_2|}. \quad (1.3.12)$$

Сравнивая (11) и (12), можно сделать вывод, что горизонтальная составляющая поля под землей в  $\sqrt{\epsilon'_2}$  раз больше вертикальной, что следует иметь в виду при выборе типов подземных антенн.

Применение строгих методов исследования полей вблизи поверхности земли, некоторые результаты которого были рассмотрены выше, при решении ряда задач оказывается затруднительным и приводит к громоздким и малоаглядным результатам. Поэтому появилась потребность в развитии приближенных методов анализа, которые позволяли бы для определенного класса задач получать решения более простым и наглядным способом. Такой метод был развит в послевоенные годы [31] и получил признание, поскольку оказался эффективным при решении ряда сложных задач. Отметим, что формула (2.9) была выведена Малюжиным с применением этого метода.

Ниже будет показано применение этого метода при анализе структуры поля вблизи поверхности земли.

Идея метода заключается в исключении из рассмотрения полей в нижнем полупространстве ( $z < 0$ ) путем наложения на составляющие поля так называемых приближенных граничных условий при  $z=0$ .

Эти приближенные граничные условия, или, как их часто называют, условия Леонтовича — Шуккина, имеют вид

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{ik_1}{\sqrt{\epsilon'_2}} E_z, \quad (1.3.13)$$

$$E_x = -\frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon'_2}} H_y, \quad (1.3.14)$$

$$E_y = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon'_2}} H_x. \quad (1.3.15)$$

До последнего времени считалось, что соотношения (13) — (15) справедливы лишь при  $\epsilon'_2 \gg 1$ , и предпринимались попытки некоторого уточнения их путем, например, введения вместо  $\epsilon'_2$  значения  $\epsilon'_2 + 1$  для земных волн и  $\epsilon'_2 + \cos^2 \Delta$  для пространственных волн.

Однако при исследовании полей на больших расстояниях от излучателя, когда поле боковой волны пренебрежимо мало, оказалось возможным расширить границы применимости этих соотношений вплоть до значений  $\epsilon'_2$ , близких к единице, что было показано Петровским и Фейнбергом [32].

Удаление от излучателя при условии однородности почвы позволяет сделать существенное предположение о медленном изменении амплитуды напряженности поля с расстоянием. Если

$$\bar{E}_1(x, y) = E_0 Y(\rho) e^{-ik_1 x}, \quad (1.3.16)$$

то указанному предположению соответствует неравенство

$$\left| \frac{1}{k_1 Y(\rho)} \frac{\partial Y(\rho)}{\partial x} \right| \ll 1. \quad (1.3.17)$$

Следовательно,

$$\frac{\partial \bar{E}_1(x, z)}{\partial x} \cong -ik_1 \bar{E}_1(x, z). \quad (1.3.18)$$

Условие (17) должно выполняться и для поля при  $z < 0$  у поверхности раздела, а поэтому

$$\frac{\partial \bar{E}_2(x, z)}{\partial x} \cong -ik_1 \bar{E}_2(x, z). \quad (1.3.19)$$

Поле  $E_2$  должно к тому же удовлетворять волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \bar{E}_2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{E}_2}{\partial x^2} + k_2^2 \bar{E}_2 = 0. \quad (1.3.20)$$

Отсюда

$$\bar{E}_2(x, z) = \bar{E}_2(x, 0) e^{i\sqrt{k_2^2 - k_1^2} z}. \quad (1.3.21)$$

Мы получили формулу убывания поля по экспоненциальному закону при проникновении в землю значительно более простыми средствами, нежели те, которые

были применены при получении того же соотношения в предыдущем разделе.

Если теперь с помощью (21) вычислить значение производной

$$\frac{\partial E_{2z}}{\partial z} = i \sqrt{k_2^2 - k_1^2} E_{2z}, \quad (I.3.22)$$

то это позволит связать между собой  $E_{2x}$  и  $H_{2y}$ .

Действительно, в силу равенства нулю дивергенции  $E_2$

$$\frac{\partial E_{2z}}{\partial z} = -\frac{\partial E_{2x}}{\partial x}. \quad (I.3.23)$$

В то же время из соотношения

$$\operatorname{rot} \bar{H}_2 = i \omega \epsilon_0 \epsilon'_2 \bar{E}_2 \quad (I.3.24)$$

получаем

$$E_{2z} = \frac{1}{i \omega \epsilon_0 \epsilon'_2} \frac{\partial H_{2y}}{\partial x}. \quad (I.3.25)$$

Подставив (23) и (25) в (22), после интегрирования по  $x$  будем иметь

$$E_{2x} = -\frac{\sqrt{k_2^2 - k_1^2}}{\omega \epsilon_0 \epsilon'_2} H_{2y} = -\frac{\sqrt{\epsilon'_2 - 1}}{\epsilon'_2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_{2y}. \quad (I.3.26)$$

В силу равенства тангенциальных составляющих напряженностей полей по обе стороны от границы раздела ( $z=0$ ) справедливо соотношение

$$E_{1x} = -\frac{\sqrt{k_2^2 - k_1^2}}{\omega \epsilon_0 \epsilon'_2} H_{1y} = -\frac{\sqrt{\epsilon'_2 - 1}}{\epsilon'_2} 120\pi H_{1y}. \quad (I.3.27)$$

Приближенное граничное условие (27) и является уточнением (14).

Воспользуемся вторым из основных уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \bar{E}_2 = -i \omega \mu_0 \mu_2 \bar{H}_2 \quad (I.3.28)$$

и получим из него соотношение, связывающее  $E_{2y}$  и  $H_{2x}$ :

$$\frac{\partial E_{2y}}{\partial z} = i \omega \mu_0 \mu_2 H_{2x}. \quad (I.3.29)$$

Производная может быть вычислена с помощью (21). Тогда

$$\sqrt{k_2^2 - k_1^2} E_{2y} = \omega \mu_0 \mu_2 H_{2x}. \quad (I.3.30)$$

Переходя к полям в воздухе, получаем для  $z=0$

$$E_{1y} = \frac{\omega \mu_0 \mu_2}{\sqrt{k_2^2 - k_1^2}} H_{1x} = \frac{\mu_2}{\sqrt{\epsilon'_2 - 1}} 120\pi H_{1x}. \quad (I.3.31)$$

При  $\epsilon'_2 \gg 1$  выражения (27) и (31) совпадают с условиями (14) и (15), которые находят применение для более широкого круга электродинамических задач.

В ряде книг и статей встречается следующая форма записи приближенных граничных условий:

$$E_x = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon'_2}} H_y, \quad (14')$$

$$E_y = \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_2}} H_x. \quad (15')$$

Хочется предупредить, что при этом величины  $E$  выражаются в абсолютных электростатических единицах, а величина  $H$  — в абсолютных электромагнитных. Переход в (14') и (15') к практической системе единиц сразу же приводит к (14) и (15). С помощью условий (27) и (31) можно получить также соотношения, определяющие поведение составляющих  $E_z$  и  $H_z$  у границы раздела [33]. Достаточно взять производные по  $x$  от обеих частей уравнения (27), а затем значения производных  $\frac{\partial E_{1x}}{\partial x}$

и  $\frac{\partial H_{1y}}{\partial y}$  заменить с помощью соотношений (23) и (25),

записанных для воздуха.

Тогда оказывается, что

$$\frac{\partial E_{1z}}{\partial z} = i \frac{\sqrt{k_2^2 - k_1^2}}{\epsilon'_2} E_{1z}. \quad (I.3.32)$$



Аналогично после взятия производных по  $x$  от (19) вычислим значения производных  $\frac{\partial E_{1y}}{\partial x}$  и  $\frac{\partial H_{1x}}{\partial x}$ .

$$\frac{\partial H_{1x}}{\partial x} \cong -\frac{\partial H_{1z}}{\partial z} \quad (\text{в силу } \operatorname{div} \bar{H}_1 = 0), \quad (1.3.33)$$

$$\frac{\partial E_{1y}}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_{1z} \quad (\text{в силу } \operatorname{rot} \bar{E}_1 = -i\omega\mu_0 \bar{H}_1). \quad (1.3.34)$$

В результате получаем

$$\frac{\partial H_{1z}}{\partial z} = i \frac{\sqrt{k_2^2 - k_1^2}}{\mu_2} H_{1z}. \quad (1.3.35)$$

В случае  $\epsilon'_2 \gg 1$  граничные условия упрощаются к виду

$$\frac{\partial E_{1z}}{\partial z} = i \frac{k_1}{\sqrt{\epsilon'_2}} E_{1z}, \quad (1.3.36)$$

$$\frac{\partial H_{1z}}{\partial z} = i \frac{k_1 \sqrt{\epsilon'_2}}{\mu_2} H_{1z}. \quad (1.3.37)$$

Комбинируя полученные соотношения, можно получить ряд интересных оценок. В частности, сопоставив (18), (32) и записанное для  $z > 0$  выражение (23), приходим к формуле

$$E_{1x} - \frac{\sqrt{k_2^2 - k_1^2}}{k_1 \epsilon'_2} E_{1z} \cong \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_2}} E_{1z}. \quad (1.3.38)$$

Отсюда можно сделать заключение, что вблизи поверхности земли при  $\epsilon'_2 \gg 1$

$$E_{1x} \ll E_{1z}. \quad (1.3.39)$$

Следовательно, прием земной волны целесообразно вести с помощью вертикальных антенн. Кстати говоря, формула (38) соответствует выражению (2.21), полученному ранее в результате строгого анализа. Подстановка точных граничных условий на поверхности земли (5) в (38) дает соотношение для составляющих поля в земле

$$E_{2x} = \frac{\sqrt{k_2^2 - k_1^2}}{k_1} E_{2z} \cong \sqrt{\epsilon'_2} E_{2z}. \quad (1.3.40)$$

Следовательно, при  $\epsilon'_2 \gg 1$

$$E_{2x} \gg E_{2z}. \quad (1.3.41)$$

Последняя оценка совпадает со сделанной в результате анализа (11) и (12). Отсюда вытекает целесообразность применения под землей горизонтальных антенн.

#### 1.4. СТРУКТУРА ПОЛЯ ВБЛИЗИ ВИБРАТОРОВ

Как указывалось, в основу исследования поля вблизи вибраторов будут положены строгие выражения: для вертикальных вибраторов

$$\begin{aligned} \Pi_z = & \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} - 2 \int_0^\infty J_0(vr) e^{-(z_1+z_2)\sqrt{v^2-k_1^2}} \times \\ & \times \frac{k_1^2 \sqrt{v^2-k_2^2}}{k_2^2 \sqrt{v^2-k_1^2} + k_1^2 \sqrt{v^2-k_2^2}} \frac{v dv}{\sqrt{v^2-k_1^2}}, \end{aligned} \quad (1.4.1)$$

для горизонтальных диполей, параллельных оси  $oy$ ,

$$\begin{aligned} \Pi_z = & -2 \cos \varphi \int_0^\infty J_1(vr) e^{-(z_1+z_2)\sqrt{v^2-k_1^2}} \times \\ & \times \frac{\sqrt{v^2-k_1^2} - \sqrt{v^2-k_2^2}}{k_2^2 \sqrt{v^2-k_1^2} + k_1^2 \sqrt{v^2-k_2^2}} v^2 dv, \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

$$\begin{aligned} \Pi_y = & \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} + 2 \int_0^\infty J_0(vr) e^{-(z_1+z_2)\sqrt{v^2-k_1^2}} \times \\ & \times \frac{v dv}{\sqrt{v^2-k_1^2} + \sqrt{v^2-k_2^2}}. \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

Формула (1) является иной формой соотношения (2.9), более удобной в данном случае. Обозначения показаны на рис. 1.2.2. Формулы (1)–(3) содержат весьма сложные интегралы, которые не выражаются непосредственно через известные функции. Однако решение ряда проблем, связанных с излучением антенн (напри-

мер, вычисление сопротивлений приземных излучателей), требует определения полей в непосредственной близости от антенны с помощью функций, удобных для последующих операций.

Трудности исследования интегралов (1)–(3) могут быть преодолены введением определенных допущений, которые, удовлетворяя требуемой точности инженерных расчетов, позволяют получить удобные и простые соотношения.

Таким допущением является условие

$$\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1. \quad (I.4.4)$$

Нетрудно проверить, что оно, безусловно, справедливо вплоть до метрового диапазона волн хотя для сухих почв, это условие, строго говоря, не выполняется. Так, для почвы  $\Pi \frac{5}{10^{-2}}$  и  $\lambda=5$  м  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| = |\sqrt{\epsilon'_2}| \cong 2,2$ , а для почвы  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$   $|\sqrt{\epsilon'_2}| = 3,2$ . Тем не менее, как показывает экспериментальная проверка, условие (4) с некоторыми ограничениями можно применять и в метровом диапазоне волн.

Введение такого условия было плодотворным во многих исследованиях. Ниже будет показано, что оно значительно упрощает выражения для полей элементарных вибраторов.

При выполнении условия (4) можно ввести приближения

$$\begin{aligned} \sqrt{v^2 - k_2^2} &\cong ik_2, \\ k_2^2 \sqrt{v^2 - k_1^2} + k_1^2 \sqrt{v^2 - k_2^2} &\cong k_2^2 \sqrt{v^2 - k_1^2}. \end{aligned}$$

Эти приближения справедливы для малых значений  $v$ , однако для больших значений  $v$  за счет экспоненциального множителя рассматриваемые интегралы имеют пренебрежимо малую величину. Таким образом, здесь важны именно малые величины  $v$ .

В соответствии со сделанными приближениями формула (1) примет вид

$$\begin{aligned} \Pi = \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} - 2ik_1 \frac{k_1}{k_2} \int_0^\infty J_0(vr) e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} \times \\ \times \frac{v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2} \sqrt{v^2 - k_2^2}}, \quad \zeta = z_1 + z. \end{aligned} \quad (I.4.5)$$

Входящий сюда интеграл можно преобразовать, применив подобно Ван дер Полю и Ниссену [34] прием, основанный на методах операционного исчисления. Выпишем этот интеграл:

$$\mathcal{J} = \int_0^\infty J_0(v \sqrt{R^2 - \zeta^2}) e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} \frac{v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2} \sqrt{v^2 - k_2^2}}. \quad (I.4.6)$$

Здесь временно опущен индекс у  $R$ . Умножим обе части (6) на  $e^{-pR}$  и проинтегрируем от  $\zeta$  до  $\infty$ :

$$\begin{aligned} \int_\zeta^\infty e^{-pR} \mathcal{J} dR = \int_0^\infty e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} \frac{v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2} \sqrt{v^2 - k_2^2}} \times \\ \times \int_\zeta^\infty e^{-pR} J_0(v \sqrt{R^2 - \zeta^2}) dR. \end{aligned} \quad (I.4.7)$$

Внутренний интеграл в правой части при  $R > \zeta$  равен

$$\mathcal{J}_{RH} = \frac{e^{-\zeta \sqrt{v^2 + p^2}}}{\sqrt{v^2 + p^2}}, \quad (I.4.8)$$

отсюда

$$\begin{aligned} \int_\zeta^\infty e^{-pR} \mathcal{J} dR = \int_0^\infty \frac{v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2} \sqrt{v^2 + p^2}} \times \\ \times \frac{e^{-\zeta [\sqrt{v^2 - k_1^2} + \sqrt{v^2 + p^2}]}}{\sqrt{v^2 - k_1^2}}. \end{aligned} \quad (I.4.9)$$

Введем новую переменную

$$\left. \begin{aligned} u &= \sqrt{v^2 + p^2} + \sqrt{v^2 - k_1^2}, \\ \frac{du}{u} &= \frac{v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2} \sqrt{v^2 + p^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (1.4.10)$$

после чего

$$\int_{\zeta}^{\infty} e^{-pR} \mathcal{J} dR = 2 \int_{p+ik_1}^{\infty} \frac{e^{-\zeta u}}{u^2 - k_1^2 - p^2} du. \quad (1.4.11)$$

В левой и правой частях (11) введем подстановки  $R = \zeta + D$  и  $u = p + v$ , тогда

$$\int_0^{\infty} e^{-pD} \mathcal{J} dD = 2 \int_{ik_1/2v}^{\infty} \frac{e^{-\zeta v} dv}{p + \frac{v^2 - k_1^2}{2v}}. \quad (1.4.12)$$

Левая часть (12) является изображением функции  $\mathcal{J}$ .

Множитель подынтегрального выражения правой части

$$\frac{1}{p + \frac{v^2 - k_1^2}{2v}} = \frac{1}{p + b} \quad (1.4.13)$$

можно рассматривать так же, как изображение.

Оригинал этого изображения известен

$$\frac{1}{p + b} \stackrel{\cdot}{=} e^{-bv}, \quad (1.4.14)$$

причем должно быть

$$\operatorname{Re} b \geq 0. \quad (1.4.15)$$

Следовательно, стоит лишь нам доказать справедливость неравенства (15), как мы тотчас же можем в (12) перейти от изображений к оригиналам.

Справедливость неравенства (15) докажем следующим образом. На рис. 1 сплошной линией показан  $v$ -путь интегрирования в (12). Покажем, что путь инте-

грирования от  $ik_1$  до  $\infty$  можно деформировать к новому пути от  $ik_1$  до  $ik_1 + \infty$ , причем на этом пути величина  $b$  удовлетворяет указанному неравенству. Для законности деформации необходимо, чтобы заштрихованная

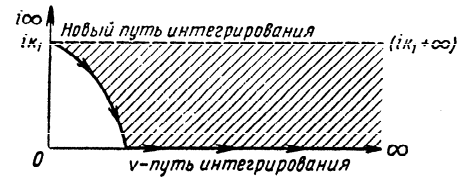


Рис. 1.4.1. Деформация пути интегрирования.

область не содержала особых точек. В интеграле (12) особой точкой является полюс

$$p + \frac{v^2 - k_1^2}{2v} = 0 \quad (1.4.16)$$

или

$$v = -p \pm \sqrt{p^2 + k_1^2}. \quad (1.4.17)$$

Поскольку  $p$  и  $k_1$  — положительные и вещественные числа, один из полюсов  $(-p + \sqrt{p^2 + k_1^2})$  будет лежать на положительной части вещественной оси. Мы всегда можем предположить, как это делал Зоммерфельд [1а], что  $k_1$  имеет сколь угодно малую мнимую составляющую (проводимость воздуха). При этом предположении рассматриваемый полюс будет лежать ниже вещественной оси (в четвертом квадранте). Следовательно, заштрихованная область не будет содержать особенностей, и необходимая нам деформация возможна.

Для нового пути интегрирования функцию  $v$  можно записать как

$$v = ik_1 + c \quad (0 \leq c \leq \infty). \quad (1.4.18)$$

Ввиду малости мнимой составляющей  $k_1$  мы полагаем в дальнейшем вновь  $k_1$  вещественным числом.

Отсюда

$$\operatorname{Re} b|_{v=ik_1+c} = \frac{1}{2} \left( c - \frac{c}{1 + \frac{c^2}{k_1}} \right), \quad (1.4.19)$$

что является величиной существенно положительной в любом промежутке значений  $C$  от 0 до  $\infty$ . Это позволяет в (12) перейти от изображений к оригиналам:

$$y = \int_{ik_1}^{\infty} \frac{dv}{v} e^{-\frac{(v^2 - k_1^2)R + (v^2 + k_1^2)\zeta}{2v}}. \quad (1.4.20)$$

Заменяя  $\zeta$  на  $\sqrt{R^2 - r^2}$ , введем новую переменную интегрирования

$$\frac{(v^2 - k_1^2)R + (v^2 + k_1^2)\sqrt{R^2 - r^2}}{ik_1 2v} = t. \quad (1.4.21)$$

Тогда

$$y = \int_R^{-i\infty} \frac{e^{-ik_1 t} dt}{\sqrt{t^2 - r^2}}. \quad (1.4.22)$$

Интегралу (22) можно придать иной вид. Согласно теореме Коши

$$\int_R^{-i\infty} + \int_{-i\infty}^R + \int_0^R = 0, \quad (1.4.23)$$

так как особая точка  $t = \pm r$  лежит вне контура интегрирования. Подынтегральная функция (22) удовлетворяет лемме Жордана, поэтому

$$\int_{-i\infty}^{\infty} = 0 \quad (1.4.24)$$

и, следовательно,

$$\int_R^{-i\infty} \frac{e^{-ik_1 t} dt}{\sqrt{t^2 - r^2}} = \int_R^{\infty} \frac{e^{-t^2} dt}{\sqrt{t^2 - r^2}} \quad (1.4.25)$$

При расчете сопротивления одиночного вертикального вибратора нас будут интересовать поля на поверхности самого вибратора, поэтому расстояние  $r$  будет равно радиусу провода  $r_0$ .

Если нижний конец вибратора будет поднят на высоту  $h$ , много большую  $r_0$ , то всегда

$$t \gg r \quad (1.4.26)$$

и, следовательно,

$$y = \int_R^{\infty} \frac{e^{-ik_1 t}}{t} dt. \quad (1.4.27)$$

Этот интеграл выражается через интегральные синус и косинус

$$y = -\operatorname{Ci}(k_1 R) + i \operatorname{Si}(k_1 R) - i \frac{\pi}{2}. \quad (1.4.28)$$

Таким образом, искомое выражение для вектора Герца элементарного вертикального вибратора будет иметь окончательный вид

$$\begin{aligned} \Pi &= \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} - \\ &- 2ik_1 \frac{k_1}{k_2} \left[ -\operatorname{Ci}(k_1 R_2) + i \operatorname{Si}(k_1 R_2) - i \frac{\pi}{2} \right]. \end{aligned} \quad (1.4.29)$$

Перейдем к случаю элементарного горизонтального вибратора.

Воспользовавшись теми же приближениями, что и при анализе (1), запишем формулы (2) и (3) в виде

$$\Pi_x = \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} - \frac{2i}{k_2} \int_0^{\infty} J_0(vr) e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} v dv, \quad (1.4.30)$$

$$\Pi_z = \frac{2i}{k_2} \cos \varphi \int_0^{\infty} J_1(vr) e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} \frac{v^2 dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2}}. \quad (1.4.31)$$

Интегралы, входящие в (30) и (31), преобразуются к известному интегралу Зоммерфельда. Так, для (30) имеем

$$y = -\frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} \frac{J_0(vr) e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2}} = -\frac{\partial}{\partial z} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2}. \quad (1.4.32)$$

С помощью соотношения

$$\frac{\partial}{\partial r} J_0(vr) = -v J_1(vr) \quad (1.4.33)$$

преобразуем интеграл (31) к виду

$$y = -\frac{\partial}{\partial r} \int_0^{\infty} \frac{J_0(vr) e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2}} = -\frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2}, \quad (1.4.34)$$

отсюда

$$\Pi_x = \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} + \frac{2i}{k_2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2}, \quad (1.4.35)$$

$$\Pi_z = -\frac{2i}{k_2} \cos \varphi \frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2}. \quad (1.4.36)$$

Итак, мы получили выражения для полей вертикального и горизонтального элементарных вибраторов, свободные от интегралов.

### 1.5. ПОДНЯТЫЕ ВИБРАТОРЫ

Этот часто встречающийся на практике случай, когда  $z$  и  $z_1$  соизмеримы с длиной волны, но весьма малы по сравнению с расстоянием между вибраторами, заслуживает особого внимания. Начнем рассмотрение с вертикальных вибраторов. Будем исходить при этом из соотношения (2.9), которое можно преобразовать к виду

$$\Pi = \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \left\{ \frac{R_2}{R_1} e^{-ik_1(R_2 - R_1)} + 1 - \frac{4 \sqrt{\rho_1(R_2)}}{1 + \sqrt{\epsilon'_2 \sin \Delta}} \times \right. \\ \left. \times e^{-\rho_1(R_2)} \int_{-\infty}^{\sqrt{\rho_1(R_2)}} e^{w^2} dw \right\}. \quad (1.5.1)$$

Здесь  $\rho_1(R_2)$  определяется формулой (2.12).

В силу  $z \ll r$  в первом слагаемом (1)  $\frac{R_2}{R_1} \approx 1$ , что позволяет произвести замену:

$$e^{-ik_1(R_2 - R_1)} \approx 1 + i \sin k_1(R_2 - R_1). \quad (1.5.2)$$

Тогда функция Герца получает вид

$$\Pi = 2 \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} Y_B(R_2), \quad (1.5.3)$$

где

$$Y_B(R_2) = 1 + \frac{i}{2} \sin k_1(R_2 - R_1) - \\ - 2 \frac{\sqrt{\rho_1(R_2)}}{1 + \sqrt{\epsilon'_2 \sin \Delta}} e^{-\rho_1(R_2)} \int_{-\infty}^{\sqrt{\rho_1(R_2)}} e^{w^2} dw. \quad (1.5.4)$$

Для больших значений численного расстояния воспользуемся первыми членами асимптотического разложения интеграла в (4)

$$\int_{-\infty}^{\sqrt{\rho_1(R_2)}} e^{w^2} dw \approx e^{\rho_1(R_2)} \left[ \frac{1}{2 \sqrt{\rho_1(R_2)}} + \frac{1}{4 [\rho_1(R_2)]^{3/2}} \right]. \quad (1.5.5)$$

Условие относительной малости высот размещения вибраторов ( $z \ll r$ ;  $z_1 \ll r$ ) позволяет, кроме того, принять  $\sqrt{\epsilon'_2} \sin \Delta \ll 1$  и положить  $\cos \Delta = 1$ , а также связать второе слагаемое в (4) с  $z$  и  $z_1$ :

$$R_2 - R_1 \approx \frac{2zz_1}{R_2}. \quad (1.5.6)$$

Учитывая все приближения, получаем

$$Y_B(R_2) = \frac{i}{k_1 R_2} [k_1^2 z z_1 - i \sqrt{\epsilon'_2} k_1 (z + z_1) - \epsilon'_2]. \quad (1.5.7)$$

Каждое из слагаемых в (7) имеет вполне определенный физический смысл. Первое слагаемое учитывает разность фаз прямой и отраженной волн, пришедших в точ-

ку приема в предположении идеально проводящей земли. Второе слагаемое получается в результате введения коэффициента отражения от поверхности земли с учетом ее реальных параметров. Третье слагаемое соответствует случаю размещения корреспондирующих точек у поверхности земли и описывается приведенным выше решением (2.6), если мы ограничиваемся учетом первого члена асимптотического разложения функции ослабления.

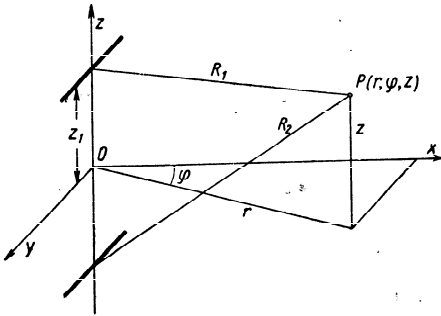


Рис. 1.5.1. К вычислению поля поднятого горизонтального вибратора.

В случае достаточно больших высот размещения вибратора определяющим оказывается первое слагаемое, и мы получаем весьма изящную формулу для вычисления поля в точке приема

$$|E| = 60I \frac{k_1^2 z z_1}{R_2^2}. \quad (1.5.8)$$

Выражение (8) носит название квадратичной формулы Введенского. Более подробно формула (7) и границы применимости формулы Введенского будут проанализированы далее. Сейчас же мы обратимся к случаю горизонтальных вибраторов, размещенных на тех же высотах  $z$  и  $z_1$ . Выберем систему координат так, как показано на рис. 1. При этом функция Герца поля в точке приема  $P$  будет иметь две составляющие, определяемые приведенными ранее соотношениями (4.2) и (4.3).

Исследование поля диполя в общем виде представляет значительные трудности, однако для случая  $\varphi = 90^\circ$ , т. е. для направления, перпендикулярного оси диполя положение заметно облегчается, поскольку при этом

$$P_z = 0. \quad (1.5.9)$$

Следует отметить, что на практике мы, как правило, имеем дело именно с этим случаем. Обозначим последнее слагаемое в (4.3) через  $2\Pi_{y1}$ . Имея в виду, что значение интеграла такого вида в основном определяется участком интегрирования, соответствующим малым  $v$ , введем обычное приближение

$$\sqrt{v^2 - k_2^2} \approx +ik_2. \quad (1.5.10)$$

Знак у корня выбран так, чтобы обеспечивалось выполнение условия  $\text{Re} \sqrt{v^2 - k_2^2} > 0$ , требуемое формулировкой задачи. Тогда

$$\Pi_{y1} = \int_0^\infty \frac{J_0(vr) v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2 + ik_2}} e^{-(z+z_1)\sqrt{v^2 - k_1^2}}. \quad (1.5.11)$$

Умножим обе части (11) на  $e^{-ik_2 z}$ :

$$\Pi_{y1} e^{-ik_2 z} = \int_0^\infty \frac{J_0(vr) v dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2 + ik_2}} e^{-z(\sqrt{v^2 - k_1^2 + ik_2} - z_1 \sqrt{v^2 - k_1^2})}. \quad (1.5.12)$$

или в другой форме

$$e^{ik_2 z} \frac{\partial}{\partial z} (\Pi_{y1} e^{-ik_2 z}) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R_2} e^{-ik_1 R_2} \right). \quad (1.5.13)$$

Таким образом мы приходим к дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial \Pi_{y1}}{\partial z} - ik_2 \Pi_{y1} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{R_2} e^{-ik_1 R_2} \right). \quad (1.5.14)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\Pi_{y1} = e^{ik_2 z} \int_{i\infty}^z e^{-ik_2 \zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[ \frac{1}{R'_2} e^{-ik_1 R'_2} \right] d\zeta. \quad (1.5.15)$$

Интегрируя (15) один раз по частям, получаем

$$P_{y_i} = \frac{1}{R_2} e^{-ik_1 R_2} + ik_2 e^{ik_2 z} \int_{-\infty}^z \frac{e^{-ik_2 \zeta} e^{ik_1 R'_2} d\zeta}{R'_2}. \quad (I.5.16)$$

После подстановки (16) и (4.3) приходим к выражению

$$P_y = \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} + i2k_2 \int_{-\infty}^z e^{-ik_1 [R'_2 + (\zeta - z) \sqrt{\epsilon'_2}]} \frac{d\zeta}{R'_2}. \quad (I.5.17)$$

Сравним теперь (17) с (2.9), яввшимся исходным при исследовании случая вертикальных вибраторов. Если учесть, что  $R'_2 \approx R_2$ , то указанные выражения окажутся тождественными по форме и будут различаться лишь заменой  $\frac{1}{\sqrt{\epsilon'_2}}$  на  $\sqrt{\epsilon'_2}$ . Это обстоятельство позволяет нам избежать повторения выкладок, приведенных в начале раздела, и выписать окончательный результат, используя соотношение (7), где необходимо произвести указанную замену.

В результате получаем

$$Y_\Gamma(R_2) = \frac{i}{k_1 R_2} \left[ k_1^2 z z_1 - i \frac{k_1}{\sqrt{\epsilon'_2}} (z + z_1) - \frac{1}{\epsilon'_2} \right]. \quad (I.5.18)$$

Все сказанное выше в отношении физического смысла каждого из слагаемых (7) и перехода к формуле Введенского полностью сохраняет силу применительно к (18).

Для практических расчетов удобно было бы представить соотношения (7) и (18) в виде двух сомножителей, зависящих соответственно от  $z$  и  $z_1$ .

С этой целью Долуханов [35, стр. 389] без вывода дает формулы для эквивалентных высот подвеса вертикальных и горизонтальных вибраторов, имеющие в наших обозначениях следующий вид:

$$|z_{\text{ЭКВ}}|_B = \sqrt{z^2 + \frac{|\epsilon'_2|}{k_1^2}}, \quad (I.5.19)$$

$$|z_{\text{ЭКВ}}|_\Gamma = \sqrt{z^2 + \frac{1}{k_1^2 |\epsilon'_2|}}, \quad (I.5.20)$$

здесь  $z$  — геометрическая высота подвеса передающего или приемного вибратора. При введении таких эквивалентных высот подвеса напряженность поля в точке приема можно рассчитать по квадратичной формуле Введенского, которая в этом случае остается справедливой даже для  $z = z_1 = 0$ .

Однако введение соотношений (19) и (20) соответствует произвольному выбору лишь первого и третьего слагаемого из (7) и (18) с последующим сложением их в квадратуре, для чего нет никаких оснований.

В то же время нетрудно заметить, что можно без каких-либо дополнительных допущений преобразовать выражения, стоящие в квадратных скобках (7) и (18) [обозначим их  $v_B(z)$  и  $v_\Gamma(z)$ ] к желаемому виду.

Действительно,

$$v_B(z) = k_1^2 \left[ z - \frac{i\sqrt{\epsilon'_2}}{k_1} \right] \left[ z_1 - \frac{i\sqrt{\epsilon'_2}}{k_1} \right] = k_1^2 z_{\text{ЭКВ},B} z_{1\text{ЭКВ},B}, \quad (I.5.21)$$

$$v_\Gamma(z) = k_1^2 \left[ z - \frac{i}{k_1 \sqrt{\epsilon'_2}} \right] \left[ z_1 - \frac{i}{k_1 \sqrt{\epsilon'_2}} \right] = k_1^2 z_{\text{ЭКВ},\Gamma} z_{1\text{ЭКВ},\Gamma}. \quad (I.5.22)$$

Следует отметить, что значения  $z_{\text{ЭКВ}}$  оказываются при этом пропорциональными высотному множителю  $G$ , введенному Берроузом и Грэй [36], исследовавшими случай поднятых вибраторов над сферической землей.

Таким образом мы приходим к обобщенной квадратичной формуле

$$|E| = 60It \frac{k_1^2 |z_{\text{ЭКВ}}| |z_{1\text{ЭКВ}}|}{R_2^2}. \quad (I.5.23)$$

Соответствующие формулы для  $|z_{\text{ЭКВ}}|$  имеют вид

$$|z_{\text{ЭКВ}}|_B = \sqrt{z^2 - \frac{2pz}{k_1} + \frac{|\epsilon'_2|}{k_1^2}}, \quad (I.5.24)$$

$$|z_{\text{ЭКВ}}|_\Gamma = \sqrt{z^2 + \frac{2pz}{k_1 |\epsilon'_2|} + \frac{1}{k_1^2 |\epsilon'_2|}}. \quad (I.5.25)$$

Напомним, что  $\sqrt{\epsilon'_2} = n - ip$ .

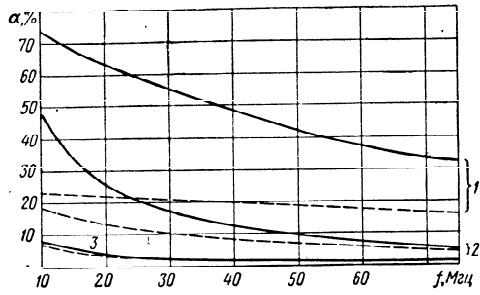


Рис. 1.5.2. Относительная погрешность формулы для определения приведенных высот:

1)  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$ ; 2)  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ ; 3)  $\Pi \frac{6}{10^{-3}}$ .

$\alpha_v$  — сплошные линии;  $\alpha_r$  — пунктирные линии.

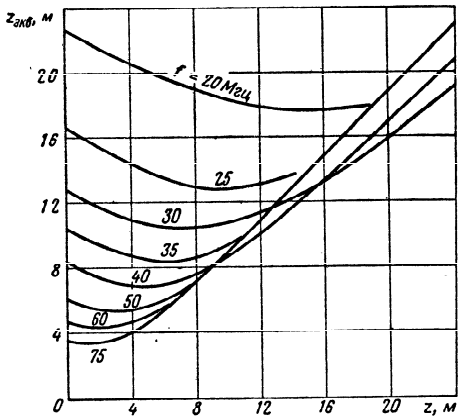


Рис. 1.5.3. Эквивалентные высоты. Почва  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$ .  
Вертикальная поляризация.

Оценка относительных погрешностей формул (19) и (20) представлена на рис. 2.

Далее на рис. 3—8 приведены графики зависимости  $z_{\text{экв}} = z_{\text{экв}}(z)$  для вертикальных и горизонтальных ви-

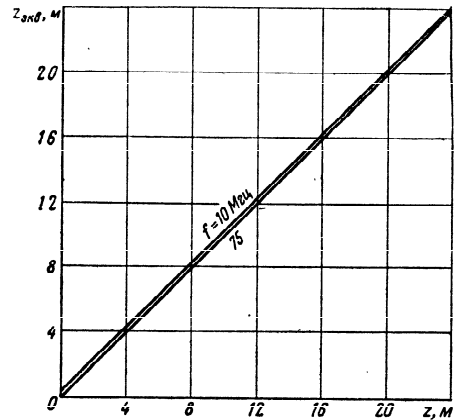


Рис. 1.5.4. Эквивалентные высоты. Почва  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$ .  
Горизонтальная поляризация.

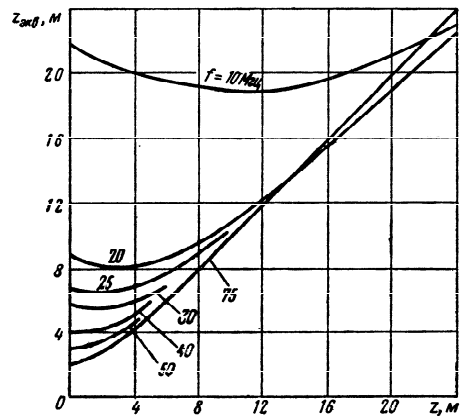


Рис. 1.5.5. Эквивалентные высоты. Почва  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ .  
Вертикальная поляризация.



браторов в диапазоне частот  $f=10 \div 75$  Мгц применительно к трем типам почв.

Мы видим, что для горизонтальных вибраторов отличие  $z_{\text{экв}}$  от  $z$  имеет место лишь при малых высотах размещения и не играет большой роли. Следовательно, значение напряженности поля в точке приема оказывается в основном пропорциональным увеличению высо-

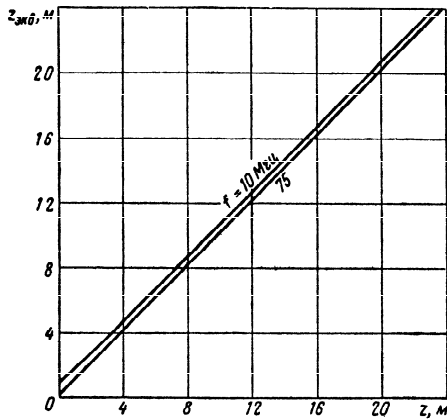


Рис. 1.5.6. Эквивалентные высоты.  
Почва  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ . Горизонтальная поляризация.

ты подвеса вибраторов. Что же касается вертикальных вибраторов, то мы сталкиваемся с существенно отличным поведением функций  $z_{\text{экв}} = z_{\text{экв}}(z)$ . Пропорциональность между значениями напряженности поля и высоты подвеса антенны имеет место лишь при достаточно больших  $z$  в коротковолновой части рассматриваемого диапазона. Более того, в длинноволновом участке диапазона с увеличением  $z$  возможно даже уменьшение  $z_{\text{экв}}$ , а следовательно, и напряженности поля в месте приема. Положение, глубина и форма этого минимума могут быть оценены аналитически.

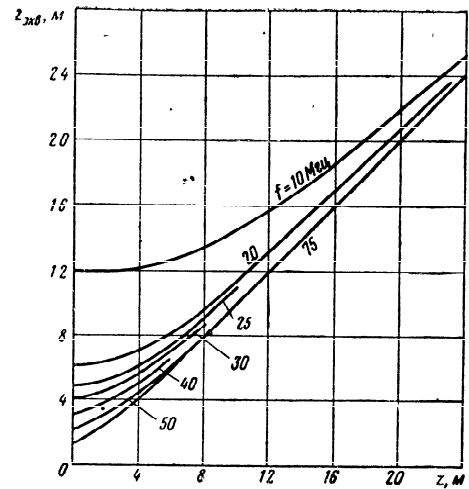


Рис. 1.5.7. Эквивалентные высоты.  
Почва  $\Pi \frac{6}{10^{-2}}$ . Вертикальная поляризация.

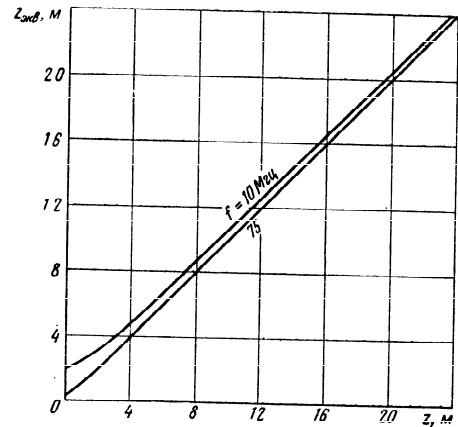


Рис. 1.5.8. Эквивалентные высоты.  
Почва  $\Pi \frac{6}{10^{-2}}$ . Горизонтальная поляризация.

Для этого найдем производную  $\frac{\partial v_b(z)}{\partial z_1}$  и из условия равенства ее нулю определим значение  $z_1 = z_{1\text{мин}}$ , соответствующее положению минимума.

В результате имеем

$$z_{1\text{м}} = \frac{p}{k_1} \quad (1.5.26)$$

Интересно отметить, что аналогичные вычисления для горизонтального вибратора показывают, что при  $z > 0$  кривая  $v_r = v_r(z)$  не имеет экстремумов.

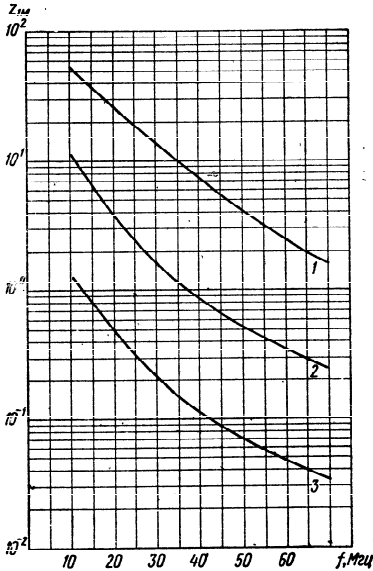


Рис. 1.5.9. Положение минимума поля:

1)  $\Pi \frac{6}{10^{-3}}$ ; 2)  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ ; 3)  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$ .

При этом оказывается

$$z_{\text{окв м}} = \frac{n}{k_1} \quad (1.5.27)$$

В то же время для вибратора, размещенного на земле ( $z=0$ ),

$$z_{\text{окв 0}} = \frac{|\sqrt{\epsilon'_2}|}{k_1} \quad (1.5.28)$$

Таким образом, относительная глубина минимума напряженности поля, имеющего место в точке приема, при размещении вибратора на высоте  $z_m$  по сравнению с на-

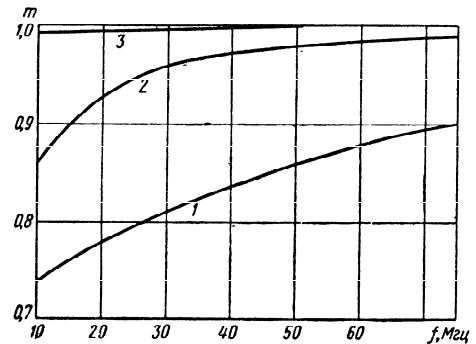


Рис. 1.5.10. Относительная глубина минимума поля:

1)  $\Pi \frac{6}{10^{-3}}$ ; 2)  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ ; 3)  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$ .

пряженностью поля при размещении вибратора у поверхности земли определяется соотношением

$$m = \frac{z_{\text{окв м}}}{z_{\text{окв 0}}} = \frac{n}{|\sqrt{\epsilon'_2}|} \quad (1.5.29)$$

Результаты вычисления  $m$  для различных почв и частот показаны на рис. 10, из которого видно, что в рассмотренных случаях  $f=10 \div 75$  МГц;  $\sigma_2=10^{-1} \div 10^{-3}$  мО/м, глубина минимумов не превышает 0,75 и не может привести к заметному ухудшению связи. Приведенные результаты позволяют оценить целесообразность увеличения высоты размещения антенн в конкретных условиях. Наконец, исследуя поведение (24) по обе стороны от  $z_m = \frac{p}{k_1}$ , нетрудно установить, что изменение  $z_{\text{окв}}$  с высотой подвеса симметрично относительно  $z_m$ .

Действительно,

$$|z_{\text{экв}}|_в = \sqrt{(z_m \pm \Delta z)^2 - \frac{2p}{k_1}(z_m \pm \Delta z) + \frac{|\epsilon'_2|}{k_1^2}} = \sqrt{\frac{|\epsilon'_2|}{k_1^2} - \frac{p^2}{k_1^2} + (\Delta z)^2} \quad (1.5.30)$$

является четной функцией относительно  $\Delta z$ . Таким образом, при размещении вибратора над землей на высоте  $z=2z_m$  мы получим в точке приема такое же поле, что и при размещении его на поверхности земли. Следовательно, подъем вибратора оказывается целесообразным лишь начиная с  $z=2z_m$ .

Нам остается распространить полученные результаты на случай антенн конечных размеров. Для этого необходимо учесть, что напряженность поля  $E$  в точке приема может быть вычислена как результат суперпозиции напряженностей поля, создаваемых элементарными участками антенны.

В общем случае

$$E = A \int \frac{I(\xi)}{I} v(z) d\xi = AH_{\text{д}} \quad (1.5.31)$$

Здесь  $I(\xi)/I$  — закон распределения тока вдоль антенны;  $I$  — значение тока на входных зажимах;  $\xi$  — координата, отсчитываемая вдоль антенны.

Интеграл в (31) должен быть взят по всей длине антенны.

В случае горизонтальной антенны функция  $v_r(z)$  оказывается независимой от переменной интегрирования, что позволяет вынести ее из-под интеграла. Следовательно, можно пользоваться формулой (23), где вместо  $l$  должно быть подставлено значение интеграла

$$l_{\text{д}} = \int \frac{I(\xi)}{I} d\xi \quad (1.5.32)$$

Что же касается вертикальных вибраторов, то придется иметь дело с вычислением интеграла

$$H_{\text{д}} = \int \frac{I(z)}{I} v_{\text{в}}(z) dz \quad (1.5.33)$$

Вопрос о законе распределения тока вдоль вибратора оказывается достаточно сложным и ему в дальнейшем предпологается уделить должное внимание. Здесь же мы воспользуемся тем обстоятельством, что начиная с высот подвеса антенны в несколько метров распределение тока практически можно принять не зависящим от высоты и синусоидальным  $I(\xi) = I \sin k_1 \xi$ . В соответствии с этим предположением исследуем выражение (33) для симметричного (рис. 11,а) и несимметричного (рис. 11,б)

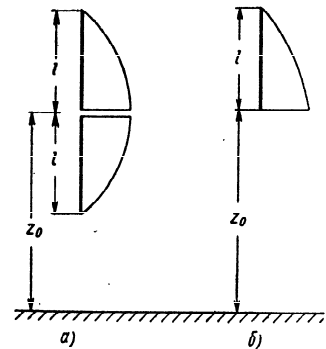


Рис. 1.5.11. К вычислению высотных множителей для вибраторов конечной длины: а — симметричный вибратор; б — несимметричный вибратор.

вибраторов. В случае симметричного вибратора удобно выписать (33) отдельно для верхней и нижней его половин, приняв за начало отсчета координаты вдоль антенны концы вибраторов. Соответственно

$$H_{\text{дв}} = \int_0^l v_{\text{в}}(z_0 + l - \xi) \sin k_1 \xi d\xi \quad \text{для } z_0 < \xi < z_0 + l \quad (1.5.34)$$

$$H_{\text{дн}} = \int_0^l v_{\text{в}}(z_0 - l + \xi) \sin k_1 \xi d\xi \quad \text{для } z_0 - l < \xi < z_0 \quad (1.5.35)$$

Объединяя (34) и (35), получаем

$$H_{\text{д}} = \int_0^l [v_{\text{в}}(z_0 + l - \xi) + v_{\text{в}}(z_0 - l + \xi)] \sin k_1 \xi d\xi \quad (1.5.36)$$

В соответствии с (7)

$$v_{\text{в}}(z) = az_1 + b, \quad (1.5.37)$$

где

$$\begin{aligned} a &= k_1 z - i \sqrt{\epsilon'_2} k_1; \\ b &= -\epsilon'_2 - i \sqrt{\epsilon'_2} k_1 z. \end{aligned}$$

Вычисляем с помощью (37) выражение в квадратных скобках (36), подставляя вместо  $z_1$  соответственно  $z_0 + l - \xi$  и  $z_0 - l + \xi$ . В результате получаем

$$H_{\text{д}} = 2v_{\text{в}}(z_0) \int_0^l \sin k_1 \xi d\xi. \quad (1.5.38)$$

Таким образом, для симметричного вертикального вибратора справедлива формула того же вида, что и для горизонтальных антенн. При этом под высотой размещения антенны в этом случае должна пониматься высота размещения центра вибратора  $z_0$ .

В случае несимметричного вибратора нам предстоит выполнить интегрирование, предусмотренное в (34). При этом

$$H_{\text{л}} = [a(z_0 + l) + b] \int_0^l \sin k_1 \xi d\xi - a \int_0^l \xi \sin k_1 \xi d\xi. \quad (1.5.39)$$

В результате интегрирования получаем

$$\begin{aligned} H_{\text{л}} &= \frac{1}{k_1^2} \{a [k_1 z_0 (1 - \cos k_1 l) + k_1 l - \sin k_1 l] + \\ &+ b k_1 (1 - \cos k_1 l)\}, \end{aligned} \quad (1.5.40)$$

или

$$H_{\text{л}} = l_{\text{д}} \left[ a \left( z_0 + \frac{1}{k_1} \frac{k_1 l - \sin k_1 l}{1 - \cos k_1 l} \right) + b \right]. \quad (1.5.41)$$

Обозначим

$$z'_0 = z_0 + l \frac{1 - \frac{1}{k_1 l} \sin k_1 l}{1 - \cos k_1 l}. \quad (1.5.42)$$

Тогда окончательно

$$H_{\text{д}} = l_{\text{д}}(z'_0). \quad (1.5.43)$$

Таким образом, и в этом случае мы имеем возможность избежать интегрирования, введя в качестве высо-

ты подвеса некоторую эквивалентную высоту, определенную (42). Нетрудно проверить, что  $z'_0$  является высотой размещения над землей центра тяжести диаграммы распределения тока вдоль вибратора. На рис. 12 приведен вспомогательный график для облегчения вычислений по формуле (42). Вольпертом [158] было установлено, что при исследовании влияния плоской поверх-

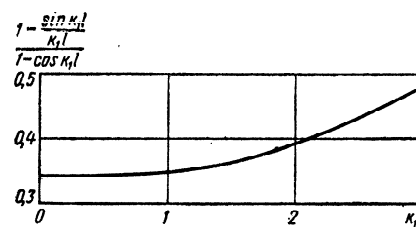


Рис. 1.5.12. Координата электрического центра несимметричного вибратора.

ности раздела на распределение излучения в пространстве антенны могут заменяться эквивалентными диполями, сосредоточенными в электрических центрах антенн. Выводы Вольперта основывались на чисто отражательном подходе к задаче. Поэтому полученные в этом разделе результаты можно рассматривать как результат расширения границ приложимости этих выводов и на ту область высот размещения антенн (малые высоты), где чисто отражательные формулы неприменимы.

Поскольку сложные антенные системы могут рассматриваться как совокупность вертикальных и горизонтальных вибраторов, то сделанные выводы должны остаться в силе и в этом случае.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИЗЕМНЫХ И ПОДЗЕМНЫХ АНТЕНН

**К**оличественная оценка электрических свойств антенн производится с помощью электрических параметров. Не измерив или не рассчитав электрические параметры того или иного антенного устройства, невозможно составить представление об его качестве и даже о возможных областях применения. Выбор антенны оптимальной конструкции для разрабатываемого радиоустройства можно сделать лишь путем сравнительной оценки антенн по их электрическим (и, разумеется, конструктивным) параметрам.

Следует отличать друг от друга два понятия из теории антенн: электрические характеристики и электрические параметры. К первым относится частотная зависимость входного сопротивления, характеристика направленности (равно и графическое изображение этой характеристики — диаграмма направленности) и др. Электрические параметры являются теми мерами, с помощью которых можно сравнивать электрические характеристики антенн. Так, например, простое обозрение диаграмм направленности двух антенн позволяет составить лишь качественное представление о направленности излучения этих антенн. Количественное сравнение степени направленности излучения можно произвести лишь путем сравнения величин коэффициента направленного действия — одного из важнейших параметров антенн.

Особенности работы приземных и подземных антенн не могли не сказаться на самих определениях электрических параметров. Вместе с тем до настоящего времени систематического изложения особенностей количественной оценки приземных и подземных антенн в литературе не имеется. В настоящей главе делается попытка рассмотреть эти особенности.

### III. ОСОБЕННОСТИ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИЗЕМНЫХ АНТЕНН

Методика количественной оценки электрических свойств антенн, удаленных от каких-либо поглощающих поверхностей или тел, к настоящему времени разработана достаточно полно. Стройная система электрических параметров позволяет количественно оценить все основные свойства того или иного антенного устройства.

Иначе обстоит дело с количественной оценкой электрических свойств антенн, расположенных вблизи поглощающих энергию поверхностей раздела. При таком размещении свойства антенны определяются не только их конструкцией, но и электрическими параметрами полупроводящей границы раздела.

Несмотря на то, что антенны впервые появились в виде устройств, расположенных именно вблизи земли, учет влияния последней на их электрические характеристики связан с рядом затруднений. Так, например, совершенно очевидно, что полупроводящая земля оказывает существенное влияние на величину сопротивления излучения антенны. Между тем расчет этой важной характеристики производится обычно в предположении, что земля является идеальным проводником. Более того, в литературе по антеннам нет определения сопротивления излучения антенн, процесс излучения которых связан с влиянием полупроводящей земли. Лишь в работе [37] имеется указание на то, что для антенн земных волн пользоваться понятием сопротивления излучения в том смысле, в каком это принято (для идеально проводящей земли), было бы ошибочным.

При вычислении таких важнейших электрических параметров антенн, как действующая высота и коэффициент направленного действия, в большинстве случаев ограничиваются лишь нулевым приближением, т. е. полагают землю идеально проводящей. Для широкого класса антенн такое допущение вполне оправдано. Например, многие стационарные антенные устройства снабжаются развитой системой металлизации земли, влияние которой можно достаточно точно оценить, полагив ее проводимость бесконечной.

Однако существует не менее широкий класс антенн, для которых оценка влияния реальной земли на их электрические параметры совершенно необходима. Сюда, как отмечалось во введении, в первую очередь относятся антенны подвижных радиоустройств коротких и метровых волн.

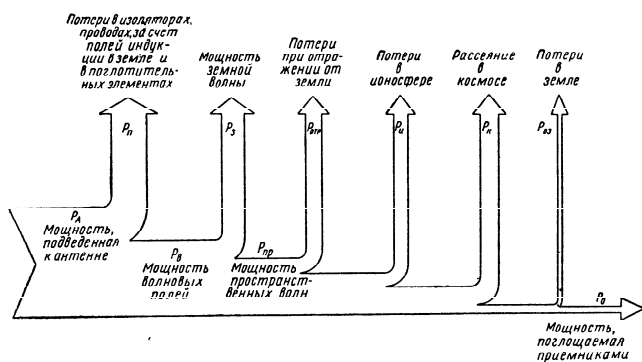


Рис. II.1.1. Диаграмма распределения мощности, подведенной к антенне.

Для правильной оценки особенности влияния полупроводящей земли необходимо рассмотреть все виды потребления мощности, подведенной к антенне (см. диаграмму на рис. 1). Часть подведенной к антенне мощности  $P_A$  расходуется на потери в самой антенне (потери в проводах, изоляторах, опорах, оттяжках и потери в земле за счет полей индукции антенны). Потери в земле во многих антеннах составляют основную часть потерь и определяют величину коэффициента полезного действия антенны. Потерями в проводах, изоляторах и т. п. обычно пренебрегают. Оставшаяся часть подведенной к антенне мощности

$$P_B = P_A - P_n \quad (\text{II.1.1})$$

расходуется на образование волновых полей антенны. К ним относятся поля поверхностной и пространственной волн. Мощность поверхностной (земной) волны  $P_з$  расходуется на джоулевы потери в земле. С другой сторо-

ны, мощность пространственной волны  $P_п$  теряется частично при отражении от участка поверхности земли ( $P_{отр}$ ), существенно влияющего на формирование характеристики направленности антенны, при распространении в ионосфере ( $P_и$ ), рассеивается в космосе ( $P_к$ ), частично отразившись от ионосферы, поглощается в земле ( $P_{0a}$ ) и лишь в ничтожном количестве поступает в радиоприемное устройство ( $P_0$ ). Само собой разумеется, что извлеченная приемником мощность  $P_0$  может черпаться и из земной волны.

Строго говоря, составляющая  $P_0$  и является полезной частью мощности, подведенной к антенне. Все другие виды мощностей являются мощностями потерь и по существу непроизводительны. Однако оценка энергетических возможностей антенны введением отношения

$$\eta_0 = \frac{P_0}{P_A} \quad (\text{II.1.2})$$

мало что дает для оценки свойств самой антенны, так как оно скорее характеризует трассу передачи энергии, нежели свойства антенны. Обычно в литературе  $\eta_0$  носит название коэффициента передачи и относится к категориям распространения радиоволн.

Из сказанного следует, что хотя мощность, поглощенная приемником, и является истинно полезной мощностью, однако для оценки электрических свойств передающей антенны она непригодна. По этой причине далее, при рассмотрении энергетических параметров антенны, необходимо ввести понятие условно полезной мощности.

Сумму  $P_A = P_n + P_B$ , отражающую общий энергетический баланс при излучении антенны, можно заменить эквивалентной суммой активных сопротивлений

$$R_A = R_n + R_B, \quad (\text{II.1.3})$$

где  $R_n$  — сопротивление потерь;

$R_B$  — сопротивление, пропорциональное мощности волновых полей.

Соотношение между мощностями  $P_n$  и  $P_B$ , как мы увидим далее, является особенно удобным для оценки энергетических возможностей антенн.

Как уже отмечалось, электрические свойства любой антенны выражаются ее характеристиками; количественная оценка этих свойств осуществляется с помощью сравнения электрических параметров. К характеристикам антенны в первую очередь относится частотная зависимость входного сопротивления и характеристики направленности антенны. Входное сопротивление  $Z_A$  является важнейшей характеристикой антенны. С помощью  $Z_A$  вычисляются ее основные параметры. Характер изменения  $Z_A$  с частотой необходимо учитывать при решении задачи о способе питания антенны. Знание частотной зависимости  $Z_A$  особенно необходимо при разработке способов питания вынесенных антенн.

Полупроводящая земля при определенных условиях оказывает существенное влияние на сопротивление  $Z_A$  (в особенности на активную его составляющую,  $R_A$ ). По этой причине методам вычисления  $Z_A$ , учитывающим воздействие земли с реальными электрическими параметрами, в настоящей книге уделено значительное внимание.

Характеристики направленности почти всех антенн, размещенных вблизи реальной земли, зависят от электрических параметров последней.

Пусть

$$E_A = \frac{60I_A}{r} F_0(\Delta, \varphi) \quad (\text{II.1.4})$$

будет напряженность поля, созданного рассматриваемой антенной в свободном пространстве, где:

$I_A$  — ток на входе антенны;

$F_0(\Delta, \varphi)$  — характеристика направленности антенны, находящейся в свободном пространстве;

$\Delta, \varphi$  — угол возвышения и азимутальный угол соответственно.

Если антенна размещается над землей, то влияние последней на характеристику направленности может быть учтено введением коэффициента отражения Френеля  $\bar{F}$ :

$$E_A = \frac{60I_A}{r} F_0(\Delta, \varphi) (1 + \bar{F} e^{-ik_0 h \sin \Delta}), \quad (\text{II.1.5})$$

где  $h$  — высота размещения антенны над землей. Произведение

$$F_0(\Delta, \varphi) (1 + \bar{F} e^{-ik_0 h \sin \Delta}) = F(\Delta, \varphi, h, \bar{F}) \quad (\text{II.1.6})$$

является выражением, описывающим характеристику направленности антенны, в которой учтено влияние земли.

Выражение

$$E_A = \frac{60I_A}{r} F(\Delta, \varphi, h, \bar{F}) \quad (\text{II.1.7})$$

по форме соответствует (4), однако оно имеет и принципиальное отличие от последней, состоящее в том, что диаграммный множитель учитывает теперь влияние земли на направленные свойства антенны. Это обстоятельство, как мы увидим далее, приводит к необходимости некоторого уточнения в определениях электрических параметров антенн.

Наличие полупроводящей земли не вносит каких-либо изменений в трактовку эквивалентных схем передающей и приемной антенн. На рис. 2,а приведена первая из них. Генератор высокочастотного напряжения с э. д. с.  $\mathcal{E}_r$  и внутренним сопротивлением  $Z_r$  подключается к антенне с входным сопротивлением  $Z_A$ , которое играет роль сопротивления нагрузки.

В соответствии с общими законами электротехники оптимальный режим работы генератора, т. е. условие, при котором в нагрузку поступает максимальная мощность, состоит в выполнении равенства

$$Z_r = Z_A^*, \quad (\text{II.1.8})$$

где  $Z_A^*$  — величина, комплексно сопряженная  $Z_A$ . Поступившая в антенну мощность будет расходоваться так, как это показано на рис. 1. Здесь необходимо, пожалуй, подчеркнуть обстоятельство, ради которого мы остановились на рассмотрении эквивалентных схем. Дело в том, что все параметры антенны, в том числе и коэффициент полезного действия, относятся целиком к антенне как к элементу схемы и не распространяются на всю эквивалентную схему, отображающую систему генератор — нагрузка. Например, если идет речь о к. п. д. антенны,

равном 80%, то это означает, что двадцать процентов мощности, подведенной к антенне, будет потеряно. Эта величина относится именно к самой антенне и не характеризует схему в целом. Наряду с понятием к. п. д. антенны можно было бы ввести понятие к. п. д. системы генератор — антенна. Впрочем, эта величина не будет в принципе отличаться от к. п. д. системы лампа — контур.

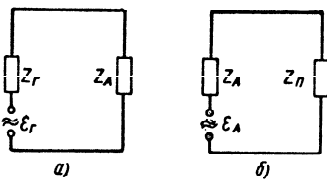


Рис. II.1.2. Эквивалентные схемы антенны.

а — передающей; б — приемной

Необходимо отметить, что если эквивалентная схема системы генератор — передающая антенна не вызывает каких-либо сомнений, то в принципе аналогичная ей эквивалентная схема системы приемная антенна — приемник иногда в литературе рассматривается не вполне последовательно [17, 38].

Остановимся на этой схеме подробнее. На рис. 2,б изображена эквивалентная схема системы приемная антенна — приемник. Как известно [39], приемную антенну можно представить в виде эквивалентного высокочастотного генератора с э. д. с.  $\mathcal{E}_A$  и внутренним сопротивлением  $Z_A$ . Если известна величина действующей высоты приемной антенны  $h_d$  и напряженность поля  $E$  в месте, где размещена антенна, то  $\mathcal{E}_A$  вычисляется с помощью внешне простого соотношения

$$\mathcal{E}_A = h_d E. \quad (\text{II.1.9})$$

Та же э. д. с. может быть вычислена, если известны напряженность поля  $E$  и коэффициент усиления антенны  $G$ , по формуле

$$\mathcal{E}_A = \frac{2}{k_1} E \sqrt{\frac{R_A}{73.1} G}. \quad (\text{II.1.9a})$$

Генератор, эквивалентный приемной антенне, включается на нагрузку  $Z_n$  (приемник или фидер), которая в общем случае носит комплексный характер.

Легко заметить, что даже с чисто формальной точки зрения между схемами рис. 2,а и б нет принципиального различия. Как и в случае передающей антенны, при-

емная антенна отдает максимум мощности в нагрузку, если будет выполнено условие оптимального согласования

$$Z_A = Z_n^*. \quad (\text{II.1.10})$$

Идентичность обеих схем логически вытекает из принципа взаимности. Тем не менее не вполне ясная роль активной составляющей входного сопротивления приемной антенны  $R_A$  в эквивалентной схеме рис. 2,б вызывает иногда ошибочные представления о принципиальной невозможности достижения в приемных антеннах величины к. п. д., большей 50%!

Обратимся к самой схеме. Мощность, извлеченная приемной антенной, будет расходоваться в активных составляющих сопротивлений схемы, т. е. в  $R_A$  и  $R_n$ . При  $R_A = R_n$  мощность поделится между ними поровну. Отсюда возникает представление о том, что к. п. д. приемной антенны не может быть выше 50%.

Между тем, как это следует из принципа взаимности, к. п. д. антенны, работающей на прием, должен быть численно равен к. п. д. той же антенны, работающей на передачу. Последний, как известно, может иметь любые значения, в том числе близкие к 100%!

Для удобства рассуждения будем предполагать провод (или металлическую излучающую поверхность) идеально проводящим. При этом пусть вначале  $Z_n = 0$ . Под воздействием внешнего поля в антенне возникнет э. д. с.  $\mathcal{E}_A$ , которая, в свою очередь, вызовет ток  $I_A$ . Последний, в силу законов электродинамики, обусловит излучение антенной вторичного поля  $E'$ , которое наложится на первичное поле  $E$ . Суммарное поле  $E_2$  будет представлять собой векторную сумму

$$\vec{E}_2 = \vec{E} + \vec{E}'. \quad (\text{II.1.11})$$

Таким образом, действие ненагруженной антенны сводится к деформации поля в пространстве, окружающей антенну. Ввиду того, что эта деформация, или, точнее, перераспределение поля, происходит без потерь энергии поля, сопротивление  $R_A$  приемной антенны, пропорциональное переизлученной мощности, не связано с какими-либо потерями в общепринятом смысле.



Картина принципиально не изменится, если антенну расположить вблизи идеально проводящей поверхности. Последняя будет также вносить определенную деформацию в распределение поля, не связанную с безвозвратными потерями энергии.

Таким образом, сопротивление  $R_A$  приемной антенны является своего рода мерой деформации внешнего поля. Численное равенство сопротивлений антенны на прием и на передачу объясняется тем, что процесс переизлучения прismsких антенн с точки зрения законов электродинамики ничем не отличается от процесса излучения передающих антенн.

Рассмотрим теперь более общий случай, когда к приемной антенне подключена нагрузка  $Z_n$ . Как и в предыдущем случае внешнее поле  $E$  вызовет в антенне ток, который будет протекать через нагрузку  $Z_n$ . Этот ток вызовет, с одной стороны, излучение вторичного поля, а с другой — потери мощности в нагрузочном сопротивлении, которые являются безвозвратными, так как они преобразуются в другие виды энергии.

Следует подчеркнуть, что мощность, затрачиваемая в нагрузочном сопротивлении, и является мощностью, принятой антенной. Этой мощности и соответствует так называемая действующая поверхность антенны. Процесс приема, т. е. поглощение энергии внешнего поля прismsким устройством посредством приемной антенны, связан обязательно с перераспределением поля в окружающем антенну пространстве. Исходя из такого представления, максимальная величина к. п. д. (50%) системы антенна — прismsик должна пониматься так же, как и максимальная величина к. п. д. системы лампа — контур. В этом и проявляется полная идентичность эквивалентных схем систем генератор — антенна и антенна — приемник. Таким образом, максимальная величина к. п. д. (50%) относится не к приемной антенне как таковой, а к системе антенна — прismsик. Сама же приемная антенна имеет к. п. д., совпадающий с к. п. д. той же антенны в режиме передачи.

Если приемная антенна находится вблизи полупроводящей поверхности (например, поверхности земли) или полупроводящих тел (деревья, кустарники и т. п.), то часть переизлученной мощности будет расходоваться

на джоулевы потери в этих телах так же, как в режиме передачи расходуется подведенная к антенне мощность. Сам процесс переизлучения в этом наиболее общем случае будет характеризоваться распределением мощности, показанным на диаграмме рис. 1. При этом входное сопротивление приемной антенны при оценке потерь играет ту же роль, какую играет оно в передающих антеннах.

## II.2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВОЛН

Количественная оценка электрических свойств различного рода антенн производится с помощью одних и тех же параметров, однако аналитическое выражение этих параметров может быть различным для каждого класса антенн.

Земля в процессе излучения пространственных волн играет существенную роль. Кроме внесения дополнительных потерь земля оказывает определенное влияние на формирование характеристик направленности и, в конечном счете, на эффективность антенны.

Далее будет рассмотрено вычисление электрических параметров приземных антенн пространственных волн. Будут рассмотрены лишь основные параметры, величина которых зависит от электрических свойств почвы в районе размещения антенн.

### Коэффициент полезного действия ( $\eta$ )

При формулировании определения коэффициента полезного действия (к. п. д.) основная трудность состоит во введении понятия полезной мощности, отношение которой к мощности, подведенной к антенне, позволило бы количественно оценить энергетические возможности антенны. Для такого рода оценки понятие мощности, извлеченной приемной антенной, являющейся истинно полезной мощностью, как отмечалось ранее, не пригодно.

По этой причине необходимо ввести понятие условно полезной мощности. Для антенн пространственных волн за такую мощность удобно принять мощность, расхо-

дуемую антенной на образование пространственных волн (см. диаграмму рис. 1.1). Тогда к. п. д. антенн пространственных волн мы назовем отношение

$$\eta = \frac{P_{\text{пр}}}{P_A}. \quad (\text{II.2.1})$$

При таком определении к. п. д. антенн пространственных волн к мощности потерь в первую очередь относится мощность, теряемая вблизи от антенны или в ней самой: потери в проводах на джоулево тепло, потери в изоляторах, потери в земле за счет полей индукции, потери тех же полей в близлежащих местных предметах и, наконец, потери в поглощающих элементах (например, в сопротивлениях или нагрузочных линиях ромбических антенн).

Кроме того, к потерям в антеннах пространственных волн относится также мощность, расходуемая на образование земных волн. Эта мощность в конечном счете рассеивается в земле. При конструировании антенн пространственных волн излучение земных волн стремятся подавить в возможно большей степени.

Условно полезная мощность (мощность пространственных волн), как это видно из рис. 1.1, кроме упомянутых потерь, будет также расходоваться на потери в земле при отражении пространственных полей. Эти потери легко оцениваются с помощью коэффициентов Френеля.

Мощность  $P_{\text{пр}}$  можно вычислить с помощью вектора Пойнтинга. Замкнутая поверхность (например, полусферическая), по которой производится интегрирование, должна отстоять от антенны настолько далеко, чтобы можно было исключить из рассмотрения как поля индукции, так и поле земной волны.

Таким образом, в самом общем виде

$$P_{\text{пр}} = \frac{30}{\pi} I_A^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} F^2(\Delta, \varphi, h, \bar{F}) \cos \Delta d\Delta. \quad (\text{II.2.2})$$

Мощность, подводимая к антенне, задается. Ее удобно иногда выразить через ток в антенне  $I_A$  и входное сопротивление антенны  $R_A$ :

$$P_A = I_A^2 R_A. \quad (\text{II.2.3})$$

Ранее отмечалась важная роль входного сопротивления антенны. При необходимости его можно либо измерить, либо рассчитать, что дает возможность вычислить ток в антенне при заданной мощности, а также определить другие важные для практики величины (напряжения, развиваемые на антенне или ее элементах и др.).

Подставляя (2) и (3) в (1), получаем

$$\eta = \frac{\frac{30}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} F^2(\Delta, \varphi, h, \bar{F}) \cos \Delta d\Delta}{R_A}. \quad (\text{II.2.4})$$

Числитель этого выражения имеет размерность сопротивления; обозначив его через  $R_{\text{пр}}$ , будем иметь

$$\eta = \frac{R_{\text{пр}}}{R_A}. \quad (\text{II.2.5})$$

Легко заметить, что при  $F=1$  сопротивление  $R_{\text{пр}}$  будет не чем иным, как сопротивлением излучения  $R_{\infty}$  антенны, размещенной над идеально проводящей землей.

При  $\bar{F}=0$   $R_{\text{пр}}$  будет соответствовать сопротивлению излучения  $R_0$  антенны, находящейся в свободном пространстве.

Вполне естественно поэтому сопротивлению  $R_{\text{пр}}$  присвоить название сопротивления излучения антенны, размещенной над реальной землей. Введением этого понятия устраняются недоразумения в понимании сопротивления излучения, отмеченные в предыдущем параграфе.

Следует отметить, что вычисление интеграла, которым выражается  $R_{\text{пр}}$ , лишь в редких случаях оказывается простым. Обычно же это весьма сложно. Правда, для не очень сухих почв и малых высот подвеса антенн можно положить  $R_{\text{пр}}=R_{\infty}$ , что приведет к результатам без заметных погрешностей. Однако при высотах  $h > 0,1\lambda$  указанное приближение может привести к серьезным ошибкам.

#### Коэффициент направленного действия (D)

Другим важным параметром антенны, определение которого требует уточнения, является коэффициент направленного действия. Формально общие выражения

для КНД в нашем случае остаются теми же, что и для идеально проводящей земли или свободного пространства. Под КНД будем понимать квадрат отношения напряженности поля пространственной волны  $E_{\text{пр}}$  к напряженности поля  $E_{\text{пр ср}}$ , усредненной по всему верхнему полупространству, т. е.

$$D = \frac{E_{\text{пр}}^2}{E_{\text{пр ср}}^2}. \quad (\text{II.2.6})$$

Подставляя сюда значения величин правой части, после преобразований получаем

$$D = \frac{120F^2(\Delta, \varphi, h, \bar{F})}{\frac{30}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} F^2(\Delta, \varphi, h, \bar{F}) \cos \Delta d\Delta} \quad (\text{II.2.7})$$

или в соответствии с предыдущим

$$D = \frac{120F^2(\Delta, \varphi, h, \bar{F})}{R_{\text{пр}}} \quad (\text{II.2.8})$$

Из последних двух формул следует, что при наличии полупроводящей границы раздела КНД антенны необходимо вычислять с учетом амплитудных и фазовых изменений, вносимых в характеристику направленности этой границы.

Возможно также и иное определение КНД, основанное на сравнении полей данной  $E_{\text{пр}}$  и эталонной  $E_0$  антенн:

$$D = \frac{E_{\text{пр}}^2}{E_0^2} \frac{P_0}{P_{\text{пр}}}, \quad (\text{II.2.9})$$

где  $P_{\text{пр}}$  и  $P_0$  — мощности пространственных волн, излученных данной и эталонной антеннами.

Оба определения КНД адекватны. Численные результаты будут одинаковы лишь в том случае, если под эталонной антенной в (9) понимается изотропный излучатель.

Часто для антенн, размещенных над реальной землей, кроме изотропного излучателя, в качестве эталонной антенны применяют и другие антенны: полусфериче-

ческий излучатель, полуволновый вибратор и др. В табл. 1 для удобства приведены пересчетные коэффициенты, позволяющие легко перейти от КНД относительно одной эталонной антенны к КНД относительно другой эталонной антенны. В табл. 1 помещены коэффициенты для малого относительно длины волны несимметричного вертикального вибратора, размещенного над идеальной землей; полуволнового вибратора в свободном пространстве; того же вибратора, размещенного над идеальной землей на высоте  $\lambda/4$ ; сферического (изотропного) и полусферического излучателей. При пересчете необходимо величину КНД умножить на пересчетный коэффициент, находящийся на пересечении строки и столбца, соответствующих рассматриваемым эталонным антеннам. Пересчетные коэффициенты представляют собой не что иное, как взаимные КНД эталонных антенн.

#### Коэффициент усиления ( $G$ )

Формальные определения сохраняются и для основного параметра антенн — коэффициента усиления (КУ). Так, например, часто используемое соотношение, которое можно принять за определение КУ,

$$G = D\eta, \quad (\text{II.2.10})$$

внешне сохраняет свой вид и для антенн пространственных волн, размещенных над полупроводящей землей. Однако в этом случае КНД и к. п. д. понимаются в том смысле, в каком это изложено выше.

Подставляя (5) и (8) в (10), получаем

$$G = \frac{120F^2(\Delta, \varphi, h, \bar{F})}{R_A}. \quad (\text{II.2.11})$$

Эта формула особенно удобна при расчетно-экспериментальном нахождении КУ, когда  $R_A$  измеряется, а диаграммный множитель  $F(\Delta, \varphi, h, \bar{F})$  рассчитывается.

При чисто экспериментальном нахождении КУ более удобным является его определение как квадрат отно-

Таблица для пересчета коэффициентов

	1,00	1,82
	0,55	1,00
	2,2	4,00
	0,33	0,61
	0,67	1,2

Таблица П.2.1

при определении КНД

0,45	3	1,5
0,25	1,64	0,82
1,00	6,5	3,25
0,15	1,00	0,5
0,31	2,00	1,00

шения полей данной и эталонной антенн при нормировании подведенных к ним мощностей:

$$G = \frac{E_A^2 P_0}{E_{3T}^2 P_A} \quad (\text{II.2.12})$$

Формула (11) выражает коэффициент усиления относительно изотропного излучателя. При вычислении КУ относительно другой эталонной антенны необходимо правую часть (11) поделить на КНД этой другой антенны относительно изотропного излучателя  $D_0$  (см. табл. 1), т. е.

$$G = \frac{120F^2 (\Delta, \varphi, h, \bar{F})}{D_0 R_A} \quad (\text{II.2.13})$$

### II.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН ЗЕМНЫХ ВОЛН

Специфика работы антенн земных волн требует отдельного рассмотрения их электрических параметров.

Как и у антенн пространственных волн, мощность, подведенная к антенне земных волн, расходуется в соответствии с диаграммой, приведенной на рис. 1.1. Однако между двумя этими типами антенн нет полной аналогии. Дело в том, что любая антенна земных волн порождает кроме земной волны еще и весьма интенсивную пространственную волну. При этом мощности, расходуемые на создание обеих волн, находятся в соотношении, существенно отличающемся от такого же соотношения в антеннах пространственных волн. Паразитное излучение земной волны антеннами пространственных волн техническими методами можно снизить до весьма малого уровня. Между тем излучение пространственных волн антеннами земных волн техническими методами подавить принципиально невозможно. Таким образом, любая антенна земных волн по существу является антенной комбинированного излучения. Очень часто, в особенности в практике подвижной радиосвязи, одна и та же антенна используется для связи как пространственными, так и земными волнами.

Перейдем к определению к. п. д. антенн земных волн. Строго говоря, для такого рода антенн необходи-

мо было бы различать два к. п. д. — по пространственной и по земной волнам. При этом первый из них должен определяться так же, как это делается для антенн пространственных волн, т. е. путем сравнения мощности, подведенной к антенне, и мощности, прошедшей через поверхность весьма удаленной от антенны полусферы. Удаление полусферы должно быть таким, чтобы как поля индукции, так и земные поля практически затухли. Таким образом, мощность, расходуемая на создание земных волн, при вычислении к. п. д. по пространственной волне будет относиться к потерям.

Разделение полей земной и пространственной волны можно произвести в том смысле, в каком это сделал Нортон [13]. С другой стороны, разделение полей индукции и волновых полей можно произвести на основе работы Зоммерфельда и Реннера [40].

Практически, однако, оказалось весьма неудобным выделять мощность полей земной волны, поэтому к. п. д. антенн земных волн обычно определяют как отношение мощности волновых полей к мощности, подведенной к антенне, т. е.

$$\eta = \frac{P_b}{P_A} \quad (\text{II.3.1})$$

Если пренебречь потерями в самой антенне и изоляторах (кроме потерь в земле), получим

$$\eta \approx \frac{P_0}{P} \quad (\text{II.3.2})$$

При таком определении соотношение между мощностями, затраченными на излучение земных и пространственных волн, не выясняется.

Введя сопротивление  $R_b$ , соответствующее мощности волновых полей, формуле (2) можно придать иной вид:

$$\eta = \frac{R_b}{R_A} \quad (\text{II.3.3})$$

Для приземных антенн можно считать  $R_b \approx R_{\Sigma\infty}$  ( $R_{\Sigma\infty}$  — сопротивление излучения антенны при  $k_2 = \infty$ ), поэтому

$$\eta \approx \frac{R_{\Sigma\infty}}{R_A} \quad (\text{II.3.4})$$

Перейдем к рассмотрению коэффициента усиления антенн земных волн. При его расчете мы принципиально лишены возможности сравнивать поле антенны земных волн с полем эталонной антенны, размещенной в свободном пространстве (уединенный диполь, изотропный излучатель и т. д.). Объясняется это тем, что закон распространения электромагнитной энергии вдоль поверхности земли отличается от закона ее распространения в свободном пространстве.

Так, для уединенного полуволнового вибратора поле в главном направлении вычисляется по формуле

$$E = \frac{30k_1 h_{дA} I_A}{r}, \quad (\text{II.3.5})$$

где  $h_{дA}$  — действующая высота вибратора — электрический параметр антенны, определение которого будет дано в § II.4 и II.5;

$I_A$  — ток на входе вибратора;

$r$  — расстояние от излучателя до точки наблюдения.

В то же время, поле земной волны подсчитывается по формуле

$$E = \frac{60k_1 h_{дA} I_A}{r} Y, \quad (\text{II.3.6})$$

где  $h_{дA}$  — действующая высота вибратора с учетом воздействия земли;

$Y$  — множитель ослабления, учитывающий поглощение электромагнитной энергии при распространении вдоль полупроводящей земли.

Множитель ослабления  $Y$  в самом общем случае зависит от длины волны, электрических параметров почвы, расстояния от источника до точки наблюдения, геометрического характера поверхности земли, высоты размещения источника и т. п. Таким образом, законы распространения электромагнитной волны в свободном пространстве и вдоль полупроводящей земли различны. В первом случае поле пропорционально величине  $\frac{1}{r}$ , во втором —

$\frac{Y}{r}$ . По этой причине при расчете КУ антенн земных волн в качестве эталонной антенны удобно взять излучатель, у которого поле изменяется по закону, аналогич-

ному закону изменения поля в исследуемой антенне. В качестве эталонной антенны земных волн удобно применить несимметричный вибратор без потерь, длина которого  $l \ll \lambda$ . Вибратор размещается непосредственно у земли.

Выпишем выражения для напряженности полей эталонной и данной антенны:

$$E_э = \frac{60k_1 h_{дэ} I_э}{r} Y_э, \quad (\text{II.3.7})$$

$$E_A = \frac{60k_1 h_{дA} I_A}{r} Y_A. \quad (\text{II.3.8})$$

В общем случае множители  $S$  будут различны для обеих антенн, так как эталонная антенна размещается вблизи земли, а исследуемая может размещаться на некоторой (иногда большой) высоте от земли. Однако для широкого класса антенн земных волн, размещенных непосредственно у земли (призмных антенн), весьма точно можно считать  $Y_A = Y_э$ . Здесь мы остановимся на вычислении КУ именно таких антенн.

Возьмем квадрат отношения полей исследуемой и эталонной антенны, считая  $Y_A = Y_э$ ,

$$\frac{E_A^2}{E_э^2} = \frac{h_{дA}^2 I_A^2}{h_{дэ}^2 I_э^2}, \quad (\text{II.3.9})$$

и умножим числитель и знаменатель (9) на произведение входных сопротивлений  $R_э R_A$ ;

$$\frac{E_A^2}{E_э^2} = \frac{h_{дA}^2 I_A^2 R_A R_э}{h_{дэ}^2 I_э^2 R_э R_A}. \quad (\text{II.3.10})$$

По определению коэффициента усиления, мощности, подведенные к исследуемой ( $P_A = I_A^2 R_A$ ) и эталонной ( $P_э = I_э^2 R_э$ ) антеннам, должны быть равны, отсюда

$$G = \frac{E_A^2}{E_э^2} \Big|_{P_A = P_э} = \frac{h_{дA}^2 R_э}{h_{дэ}^2 R_A}. \quad (\text{II.3.11})$$

Остановимся подробнее на вычислении КУ несимметричных вертикальных вибраторов.

Для малого по сравнению с длиной волны вибратора без потерь входное сопротивление можно подсчитать по известной формуле Рюденберга

$$R_a = 40 (k_1 h_{\text{дл}})^2. \quad (\text{II.3.12})$$

Подставляя (12) в (11), получаем

$$G = \frac{40 (k_1 h_{\text{дл}})^2}{R_A}. \quad (\text{II.3.13})$$

Числитель правой части (13) имеет размерность сопротивления. Более того, по форме он совпадает с правой частью формулы Рюденберга. По формальной аналогии с этой формулой Королькевичем была введена удобная для расчетов КУ несимметричных антенн величина — сопротивление

$$R_c = 40 (k_1 h_{\text{дл}})^2. \quad (\text{II.3.14})$$

Формальность аналогии состоит в том, что формула Рюденберга для входных сопротивлений справедлива лишь для длин вибраторов  $l < \frac{\lambda}{4}$ . Формула же (14) справедлива для любых длин вибраторов. Таким образом, сопротивление  $R_c$  автоматически учитывает деформацию диаграммы направленности вибратора при изменении его длины.

Умножим и разделим правую часть (13) на сопротивление излучения

$$G = \frac{R_c}{R_A} \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma} \approx \eta \frac{R_c}{R_\Sigma}. \quad (\text{II.3.15})$$

Так как

$$G = \eta D,$$

то, следовательно, для несимметричных вибраторов КНД

$$D \approx \frac{R_c}{R_\Sigma}. \quad (\text{II.3.16})$$

Направленность излучения более сложных антенн земных волн обычно оценивается коэффициентом направленного действия, вычисляемым по характеристике направленности в горизонтальной плоскости.

#### II.4. ПАРАМЕТРЫ ВИБРАТОРОВ, РАЗМЕЩЕННЫХ В ПОЛУПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ

Определение параметров излучателей, размещенных в безграничной полупроводящей среде, а практически расположенных на достаточно большом расстоянии от границы раздела среда—воздух, связано с рядом специфических особенностей и нуждается в отдельном рассмотрении.

Рассмотрим поле электрического диполя (рис. 1) и попытаемся определить сопротивление излучения и входное сопротивление диполя путем вычисления потока вектора Пойнтинга  $P_\theta$  через поверхность сферы, окружающей диполь.

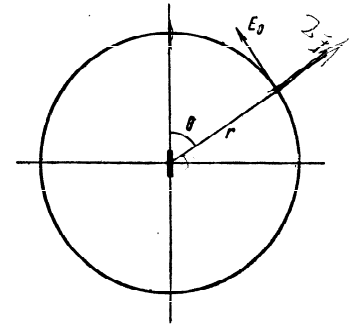


Рис. II.4.1. К вычислению поля вибратора в проводящей среде.

Как известно,

$$E_\theta = \frac{I_0 l}{4\pi} \frac{e^{-ik_2 r}}{r} i\omega\mu_2 \left[ 1 + \frac{1}{ik_2 r} - \frac{1}{k_2^2 r^2} \right] \sin \theta, \quad (\text{II.4.1})$$

$$H_\varphi = \frac{I_0 l}{4\pi} \frac{e^{-ik_2 r}}{r} ik_2 \left[ 1 + \frac{1}{ik_2 r} \right] \sin \theta. \quad (\text{II.4.2})$$

Здесь  $I_0$  — ток диполя;

$l$  — длина диполя;

$k_2$  — волновое число среды;

$\mu_2$  — магнитная проницаемость среды.

Вычислим плотность потока  $P_\theta$  на расстоянии  $r$  от диполя:

$$dP_\theta = \frac{1}{2} \text{Re } E_\theta H_\varphi^*. \quad (\text{II.4.3})$$

Подставим (1) и (2) в (3), обозначив предварительно

$$k_2 = k_1 (n - ip). \quad (\text{II.4.4})$$

Здесь и в дальнейшем полагаем  $\mu_2 = \mu_0$ . Тогда

$$dP_a = 15\pi \left(\frac{I_0 l}{\lambda}\right)^2 \frac{e^{-2k_1 r}}{r} \operatorname{Re} [(n + ip) F_a(r)] \sin^2 \theta, \quad (\text{II.4.5})$$

где

$$F_a(r) = \left[ 1 + \frac{p - in}{(n^2 + p^2) k_1 r} - \frac{n^2 - p^2 + 2inp}{(n^2 + p^2)^2 k_1^2 r^2} \right] \times \\ \times \left[ 1 + \frac{p + in}{(n^2 + p^2) k_1 r} \right]. \quad (\text{II.4.6})$$

Поток  $P_a$  через сферу радиуса  $r$  определяется следующим соотношением:

$$P_a = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi dP_a r^2 \sin \theta d\theta. \quad (\text{II.4.7})$$

Интегрирование по  $\varphi$  дает множитель  $2\pi$ , а

$$\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{4}{3}.$$

Окончательно

$$P_a = 40\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_0^2 e^{-2k_1 r} n \Phi_a(r), \quad (\text{II.4.8})$$

где

$$\Phi_a(r) = 1 + \frac{2p}{(n^2 + p^2) k_1 r} + \frac{4p^2}{(n^2 + p^2)^2 k_1^2 r^2} + \\ + \frac{2p}{(n^2 + p^2)^3 k_1^3 r^3}. \quad (\text{II.4.9})$$

Естественно в качестве характеристики излучающей способности вибратора принять ту часть (9), которая не зависит от  $r$ ; определив ее как мощность излучения:

$$P_{\Sigma a} = 40\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_0^2 n. \quad (\text{II.4.10})$$

Для сопротивления излучения получаем формулу

$$R_{\Sigma a} = \frac{2P_{\Sigma a}}{I_0^2} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 n. \quad (\text{II.4.11})$$

Легко проверить, что в случае свободного пространства ( $p=0$ ;  $n=1$ ) (11) дает следующий знакомый результат:

$$R_{\Sigma a 0} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \quad (\text{II.4.12})$$

Если обратиться к магнитному диполю, то можно воспользоваться выражениями

$$H_\theta = \frac{I_m l}{4\pi} \frac{e^{-ik_2 r}}{r} i\omega \epsilon'_2 \left[ 1 + \frac{1}{ik_2 r} - \frac{1}{k_2^2 r^2} \right] \sin \theta, \quad (\text{II.4.13})$$

$$E_\varphi = -\frac{I_m l}{4\pi} \frac{e^{-ik_2 r}}{r} ik_2 \left[ 1 + \frac{1}{ik_2 r} \right] \sin \theta, \quad (\text{II.4.14})$$

$$dP_M = \frac{1}{2} \operatorname{Re} E_\varphi H_\theta^*. \quad (\text{II.4.15})$$

Подставляя (13) и (14) в (15), после интегрирования по поверхности сферы радиуса  $r$  получаем

$$P_M = \frac{1}{360} I_m^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 e^{-2k_2 r} (n^2 + p^2) n \Phi_M(r). \quad (\text{II.4.16})$$

Здесь

$$\Phi_M(r) = 1 + \frac{2p}{(n^2 + p^2) k_1 r}. \quad (\text{II.4.17})$$

Тогда сопротивление излучения с той же оговоркой, что и для случая электрического вибратора, определится формулой

$$R_{\Sigma M} = \frac{1}{180} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 (n^2 + p^2) n. \quad (\text{II.4.18})$$

Интересно сопоставить сопротивления излучения электрических и магнитных диполей одинаковой электрической длины для случая  $k_2 r \gg 1$ . При этом

$$\frac{R_{\Sigma a}}{R_{\Sigma M}} = \frac{(120\pi)^2}{|\epsilon'_2|}. \quad (\text{II.4.19})$$

Выражение (19) является обобщением формулы, известной для диполей в свободном пространстве, и при  $\epsilon'_2 = 1$  переходит в нее.



Соотношение (18) нетрудно распространить на рамочные антенны путем замены

$$I_{\text{мл}} = i\omega\mu I_p S, \quad (\text{II.4.20})$$

где  $I_p$  — ток, обтекающий рамку;  
 $S$  — площадь рамки.

Не производя всех выкладок, выпишем окончательную формулу

$$R_{\Sigma p} = 320\pi^4 \frac{S^2}{\lambda^4} (n^2 + p^2) n. \quad (\text{II.4.21})$$

Аналогично можно определить сопротивление излучения линейного вибратора конечных размеров с заданным распределением тока вдоль него.

Пусть

$$E_\theta = \frac{30k_1 I_0}{r} F(\varphi, \theta). \quad (\text{II.4.22})$$

Здесь и далее мы не учитываем множителей, порождающих зависимость  $R_{\Sigma}$  от  $r$ . Учтем, что согласно (1) и (2) для  $k_2 r \gg 1$  имеет место соотношение

$$H_\varphi = \frac{E_\theta}{120\pi} \sqrt{\epsilon^{\prime}_2}. \quad (\text{II.4.23})$$

Тогда

$$P_\Sigma = I_0^2 \frac{3,75k_1^2}{\pi} n \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi |F(\varphi, \theta)|^2 \sin \theta d\theta. \quad (\text{II.4.24})$$

Следовательно, сопротивление излучения антенны оказывается равным

$$R_\Sigma = 7,5 \frac{k_1^2}{\pi} n \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi |F(\varphi, \theta)|^2 \sin \theta d\theta. \quad (\text{II.4.25})$$

Рассмотренный подход к вычислению сопротивления излучения является эффективным с точки зрения установления взаимосвязи между параметрами антенны [см. вывод (36)]. Что же касается методов определения входных сопротивлений антенн, размещенных в полупроводя-

щей среде, с учетом потерь вблизи вибратора, то некоторые из них рассмотрены в § V.1.

Далее возникает вопрос о характеристиках направленности рассматриваемых антенн. Здесь мы сталкиваемся с весьма примечательной особенностью — оказывается, что форма амплитудной диаграммы направленности зависит от выбора начала отсчета при ее построении.

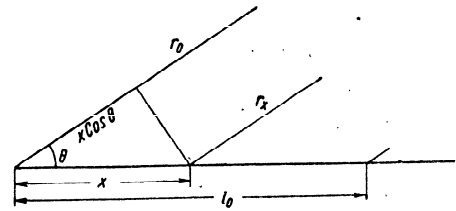


Рис. II.4.2. К исследованию характеристики направленности.

При размещении антенн в воздухе любое изменение начала отсчета координат  $\Delta r \ll r$  (где  $r$  — расстояние между началом отсчета и точкой наблюдения) практически не сказывается на результатах.

Для полупроводящих сред положение существенно меняется. Поясним это на примере линейного излучателя (рис. 2) с распределением тока вдоль него, определяемым соотношением

$$I(x) = I_0 f(x). \quad (\text{II.4.26})$$

Выберем в качестве начала отсчета левый конец излучателя и подсчитаем обычным порядком напряженность поля в точке приема. Пользуясь формулой (1) при  $k_2 r \gg 1$ , получаем для элемента  $dx$

$$dE_\theta = i \frac{30k_1}{r_x} \sin \theta e^{-ik_2 r_x} I(x) dx. \quad (\text{II.4.27})$$

Поскольку  $r_x = r_0 - x \cos \theta$ , после интегрирования имеем

$$E_\theta = \frac{30k_1 I_0}{r_0} e^{-ik_2 r_0} \sin \theta \int_0^l f(x) e^{ik_2 x \cos \theta} dx. \quad (\text{II.4.28})$$

Таким образом, выражение, определяющее амплитудную диаграмму направленности, получает вид

$$|F_0(\theta)| = |\sin \theta| \int_0^l f(x) e^{ik_1 x \cos \theta} dx. \quad (\text{II.4.29})$$

Разместим теперь начало отсчета в точке  $x=l_0$ . Тогда, как легко заметить,

$$r_x = r_0 + (l_0 - x) \cos \theta. \quad (\text{II.4.30})$$

Следовательно,

$$F_0 = \frac{30k_1 I_0}{r_0} e^{-ik_1 r_0} \sin \theta \int_0^l f(x) e^{-ik_1 (l_0 - x) \cos \theta} dx. \quad (\text{II.4.31})$$

Отсюда

$$\begin{aligned} |F_{l_0}(\theta)| &= |\sin \theta| e^{-ik_1 l_0 \cos \theta} \left| \int_0^l f(x) e^{ik_1 x \cos \theta} dx \right| = \\ &= e^{-k_1 l_0 p \cos \theta} |F_0(\theta)|. \end{aligned} \quad (\text{II.4.32})$$

Наличие множителя  $e^{-k_1 l_0 p \cos \theta}$  (обращающегося для непроводящих сред в единицу вследствие  $p=0$ ) и обуславливает упомянутую выше особенность. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены диаграммы направлен-

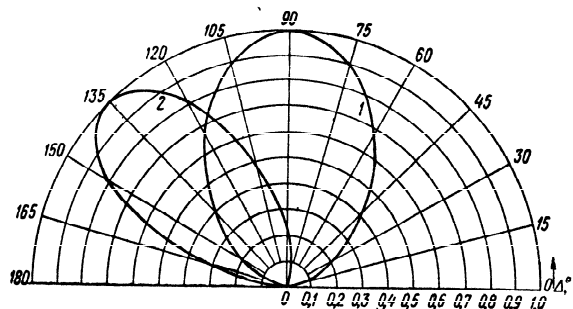


Рис. II.4.3. Диаграммы направленности полуволнового вибратора в полупроводящей среде: 1 — начало отсчета в центре вибратора; 2 — начало отсчета в конце вибратора.

ности подземного излучателя, покрытого слоем диэлектрика. Длина излучателя выбиралась такой, чтобы он был полуволновым с учетом укорочения волны, имеющего место вследствие влияния изоляции и окружающей среды. В данном случае для почвы  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  и частоты  $f=6$  Мгц относительная постоянная распространения оказалась равной  $\frac{1}{k_1} = 2,95 - i0,442$ . Соответственно длина излучателя составляла 4,24 м. Мы видим, что перемещение начала отсчета даже в пределах половины длины антенны существенно изменяет форму диаграммы направленности. В связи с этим диаграммы направленности подземных излучателей имеют смысл лишь в том случае, когда определена точка, относительно которой они построены. В качестве такой точки целесообразно выбрать фазовый центр антенны.

Наконец, рассмотрим определение коэффициента усиления антенн, размещенных в полупроводящей среде.

Для этого нам достаточно обычным способом вычислить коэффициент направленного действия антенны и умножить его на отношение сопротивления излучения к входному сопротивлению.

Таким образом, если

$$E_0 = \frac{30k_1 I_0}{r} |F(\varphi_0, \theta_0)|, \quad (\text{II.4.33})$$

то

$$E_{0p} = \frac{30k_1 I_0}{r} \frac{i}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi |F(\varphi, \theta)|^2 \sin \theta d\theta. \quad (\text{II.4.34})$$

Следовательно,

$$G = \frac{E_0^2}{E_{cp}^2} \frac{R_\Sigma}{R_{вз}} = \frac{4\pi |F(\varphi_0, \theta_0)|^2}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi |F(\varphi, \theta)|^2 \sin \theta d\theta} \frac{R_\Sigma}{R_{вз}}. \quad (\text{II.4.35})$$

Нетрудно заметить, что выражение, стоящее в знаменателе (35), тесно связано со значением сопротивления

излучения антенны (25). Учтя это, приходим к окончательной формуле

$$G = \frac{30k_1^2 |F(\varphi_0, \theta_0)|^2}{R_{\text{вх}}} n. \quad (\text{II.4.36})$$

Поскольку  $|F(\varphi_0, \theta_0)|$  в данной записи является не чем иным, как действующей высотой антенны, выражение (36) отличается по форме от соответствующего соотношения для воздушных антенн [39] лишь множителем  $n$ , который при  $\epsilon_2=1$ ,  $\sigma=0$  автоматически выпадает.

Вряд ли нужно специально подчеркивать, что вид выражения (35) не зависит от выбора начала отсчета при вычислении диаграммы направленности.

Отметим в заключение, что использование неизотропных эталонных антенн, и в частности полуволновых вибраторов, размещенных в среде с потерями, оказывается затруднительным, поскольку их электрические характеристики зависят от параметров почвы и длины волны.

В случае, если вибраторы находятся вблизи границы раздела среда — воздух, имеется возможность ввести вместо них эквивалентные фиктивные наземные вибраторы, к которым полностью применимы методы оценки, изложенные в предыдущих разделах. Более подробно этот вопрос рассматривается в § V.3.

## II.5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

До сих пор основные электрические параметры наземных антенн рассматривались в предположении, что эти антенны являются передающими. Теорема взаимности, однако, избавляет нас от необходимости, за некоторым исключением, введения каких-либо особых электрических параметров приемных антенн, так как согласно этой теореме электрические характеристики антенн при передаче и приеме одинаковы. Из теоремы взаимности следует принципиальная возможность оценки почти всех качеств приемной антенны с помощью электрических параметров, характеризующих передающие антенны.

Мы говорим «почти всех качеств», подчеркивая этим, что приемным антеннам, как и передающим, свойственны и специфические особенности, которые не могут быть

оценены универсальными параметрами КПД, КНД и КУ. Сюда, например, относится помехозащищенность приемных антенн — характеристика антенны, подробно рассмотренная в [23].

Далее будет оценено влияние полупроводящей земли на такой широко распространенный параметр приемных (иногда и передающих) антенн, как действующая высота. Сам по себе этот параметр не имеет самостоятельного значения, так как расчет приемной антенны можно произвести, пользуясь параметрами  $\eta$ ,  $D$  и  $G$ . Однако определенная наглядность понятия действующей высоты, по-видимому, еще надолго сохранит этот параметр в теории и практике антенн.

Выше было дано общее выражение для напряженности поля, учитывающее воздействие полупроводящей земли:

$$E_A = \frac{60I_A}{r} F(\Delta, \varphi, h, \bar{F}). \quad (\text{II.5.1})$$

С другой стороны, ту же напряженность поля можно выразить через действующую высоту антенны по формуле

$$E_A = \frac{30I_A k_1 h_d}{r}, \quad (\text{II.5.2})$$

где  $h_d$  — действующая высота антенны.

Сравнивая (1) и (2), получаем

$$h_d = \frac{2}{k_1} F(\Delta, \varphi, h, \bar{F}). \quad (\text{II.5.3})$$

Такое определение действующей высоты является более общим и полнее раскрывает смысл этого параметра, чем определение, согласно которому действующая высота понимается как коэффициент пропорциональности между э. д. с.  $\mathcal{E}_A$  на входе антенны и напряженностью поля в точке приема:

$$\mathcal{E}_A = h_d E. \quad (\text{II.5.4})$$

Из (3) видно, что  $h_d$  является функцией координатных углов направления прихода принимаемого сигнала, высоты размещения антенны или ее элементов над землей и, что особенно важно, электрических параметров земли.

В самом общем виде действующая высота является комплексной величиной. При расчетах вычисляется модуль этой величины

$$h_d = \frac{2}{k_1} |F(\Delta, \varphi, h, \bar{F})|. \quad (\text{II.5.5})$$

Максимальная величина действующей высоты соответствует случаю, когда направление главного максимума характеристики направленности антенны совпадает с направлением прихода сигнала

$$h_{d \text{ макс}} = \frac{2}{k_1} |F(\Delta_0, \varphi_0, h, \bar{F})|_{\text{макс}}. \quad (\text{II.5.6})$$

Связь между действующей высотой и коэффициентом усиления вытекает из сопоставления формул (3) и (II.2.13):

$$G = \frac{30}{R_A} \frac{(k_1 h_d)^2}{D_0}. \quad (\text{II.5.7})$$

Для вычисления напряжения на входе приемника  $U_{\text{пр}}$  коэффициент усиления антенны и ее действующая высота адекватны. Кажущаяся простота формулы (4) не должна вводить в заблуждение, так как последующее вычисление напряжения  $U_{\text{пр}}$  требует, как это следует из эквивалентной схемы рис. 2.1,б, определения импедансов  $Z_A$  и  $Z_{\text{пр}}$ .

## II.6. ДРУГИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИЗЕМНЫХ И ПОДЗЕМНЫХ АНТЕНН

В инженерной практике часто возникает необходимость в количественной оценке характеристики входного сопротивления антенн. Для этой цели применяется обычно коэффициент бегущей волны (КБВ) на входе антенны. Коэффициент бегущей волны определяется относительно какого-либо номинала волнового сопротивления фидера  $W_\phi$  как

$$k_A = \frac{1 - |p|}{1 + |p|}, \quad (\text{II.6.1})$$

где

$$|p| = \sqrt{\frac{(R_A - W_\phi)^2 + X_A^2}{(R_A + W_\phi)^2 + X_A^2}} \quad (\text{II.6.2})$$

100

есть коэффициент отражения на входе антенны. Коэффициент бегущей волны является весьма удобным параметром при решении инженерных задач, связанных с согласованием импедансов антенны и фидера. Однако для антенн, у которых  $|X_A| \gg R_A$  (антенны СДВ, ДВ и СВ, имеющие размеры, малые по сравнению с длиной волны), пользоваться понятием КБВ обычно весьма неудобно. Кроме того, сам способ питания таких антенн чаще всего требует решения задачи непосредственного сопряжения выхода передатчика и входа антенны, т. е. настройки колебательной системы, не имеющей фидера. Для количественной оценки частотной характеристики входного сопротивления антенны, размеры которой малы по сравнению с длиной волны, оказалось удобным применить другой параметр, характеризующий такого рода антенну как колебательную систему. Таким параметром является добротность антенны, определяемая как

$$Q_A = \frac{|X_A|}{R_A}.$$

Добротность антенны является функцией частоты. Антенны с малой добротностью легче сопрягаются с выходами передатчиков. Настройка антенны с высоким  $Q_A$  требует применения громоздких катушек индуктивностей или вариометров, вносящих значительные потери в выходной тракт передатчика. Понижение добротности излучающих систем достигается понижением их волнового сопротивления.

У приземных антенн небольших размеров добротность снижена за счет увеличения активной составляющей входного сопротивления, вызванного потерями в земле. Добротность подземных антенн, как правило, весьма мала вследствие значительной величины погонного затухания излучающих проводников.

Очень важный для инженерной практики электрический параметр антенн — коэффициент асимметрии — служит для количественной оценки степени симметрии питания симметричных антенн или каких-либо других симметричных устройств тракта питания антенн (фидеров, симметрирующих устройств и пр.). В практике эксплуатации приземных подвижных антенн нарушение симметрии питания может встретиться значительно чаще,

101

чем при эксплуатации стационарных антенн. В ряде антенн (например, вертикальных симметричных вибраторов) электрические свойства почвы прямым образом влияют на симметрию питания, являясь основной причиной асимметрии.

В соответствии с общей теорией длинных линий и четырехполюсников назовем коэффициентом асимметрии устройства отношение модуля синфазного напряжения на входе устройства

$$|U_T| = |U_1 + U_2| \quad (\text{II.6.3})$$

к модулю противофазного напряжения

$$|U_C| = |U_1 - U_2|, \quad (\text{II.6.4})$$

т. е.

$$\psi = \frac{|U_1 + U_2|}{|U_1 - U_2|}, \quad (\text{II.6.5})$$

где  $U_1$  и  $U_2$  — комплексные напряжения на входных клеммах устройства.

При идеальной симметрии вследствие равенства амплитуд  $U_1$  и  $U_2$  и их противофазности  $U_T = 0$  и, следовательно, коэффициент асимметрии равен нулю. Если одна из клемм устройства подключена к земле, а вторая — к генератору, то  $\psi = 1$ . Если обе клеммы устройства подключены лишь к одной клемме генератора, то  $\psi = \infty$ .

Как показывает (5), для определения коэффициента асимметрии необходимо на входе устройства измерить напряжения  $U_C$  и  $U_T$ . Это не всегда можно сделать достаточно просто, так как в первом случае для измерений требуется симметричный вольтметр, а во втором случае — несимметричный.

По этой причине Королькевич [106] придал формуле (5) иной вид, выразив  $\psi$  через модули напряжений  $U_1$ ,  $U_2$  и  $U_1 + U_2$ , которые измеряются несимметричным вольтметром.

Нанесем на плоскость чертежа (рис. 1) комплексные векторы напряжений  $U_1$  и  $U_2$ , построив их до параллелограмма  $OPQL$ . Тогда диагональ  $PL$  будет представлять собой напряжение  $\bar{U}_C = \bar{U}_1 - \bar{U}_2$ , а диагональ  $OQ$  — напря-

жение  $\bar{U}_T = \bar{U}_1 + \bar{U}_2$ . Используя теорему о соотношении длин сторон и диагоналей параллелограмма, имеем

$$|U_1 - U_2|^2 = 2 \left[ |U_1|^2 + |U_2|^2 - \frac{|U_1 + U_2|^2}{2} \right]. \quad (\text{II.6.6})$$

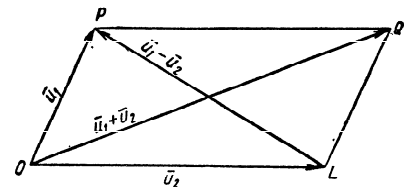


Рис. II.6.1. Параллелограмм напряжений на клеммах симметричной антенны.

Подставив (6) в (5), получим

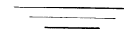
$$\psi = \frac{1}{\sqrt{\frac{|U_1|^2 + |U_2|^2}{2 \left( \frac{|U_1 + U_2|}{2} \right)^2} - 1}}. \quad (\text{II.6.7})$$

Это и есть та формула, которая применяется на практике для вычисления коэффициента асимметрии.

Обозначив полусумму  $\frac{|U_1 + U_2|}{2}$  через напряжение  $|U_3|$ , можно записать

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{\frac{|U_1|^2 + |U_2|^2}{2|U_3|^2} - 1}}. \quad (\text{II.6.8})$$

Как мы увидим в гл. V, III, напряжение  $U_3$  имеет вполне определенный физический смысл и на практике его относительно легко измерить.



ВОЛНЫ ВДОЛЬ ПРОВОДА,  
ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ПОВЕРХНОСТИ  
РАЗДЕЛА.  
МЕТОД НАВЕДЕННЫХ Э. Д. С.  
С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ЗЕМЛИ.

Одной из определяющих электрических характеристик антенны является входное сопротивление. Если нам известны волновое сопротивление  $W$  и постоянная распространения волны  $\gamma$  вдоль антенны, то по известным формулам длинных линий можно вычислить ее входное сопротивление.

Этим обстоятельством в значительной мере определяется интерес к исследованию параметров горизонтального провода, размещенного вблизи поверхности земли.

В течение долгого времени при исследованиях линий передачи [41, 42] и длинных горизонтальных антенн [43] пользовались значениями  $W$  и  $\gamma$ , определенными экспериментально.

Карсон [44] впервые решил задачу вычисления этих параметров для бесконечно длинного провода при ряде упрощающих предположений. В дальнейшем результаты Карсона уточнялись и развивались многими исследователями, однако лишь в начале пятидесятых годов одному из авторов книги [45] удалось получить достаточно строгое решение этой задачи, подтвержденное в работах Пистолькорса [46], а также Гринберга и Боншtedта [47].

Это решение расширило возможности исследования ряда антенн, и в частности низкорасположенных антенн бегущей волны.

Однако при расчетах коротких антенн использование параметров, полученных в предположении бесконечно длинного провода, неправомерно.

Кроме того, остается открытым вопрос о погонных параметрах вертикальных и наклонных приземных про-

водов. Этим объясняется большое внимание, уделяющееся в литературе решению задачи непосредственного вычисления входного сопротивления вибраторов произвольной длины.

Один из методов решения заключается в вычислении поля исследуемых вибраторов при учете влияния земли с последующим определением потока вектора Пойнтинга  $\vec{P}$  через поверхность, охватывающую вибратор.

Так поступали Зоммерфельд и Реннер [40] при исследовании входных сопротивлений малых диполей. Аналогичный подход был применен Ниссеном [48], который, однако, в основном интересовался частью потока  $\vec{P}$ , направленной к земле. Наконец, в основу вычисления  $\vec{P}$  могут быть положены формулы Гансена и Бекерлея [57], как это делает Баранов [49], анализируя горизонтальный вибратор.

Определенными вычислительными преимуществами и большей наглядностью по сравнению с описанным методом отличается метод наведенных э. д. с.

Если мы зададимся распределением тока вдоль двух вибраторов и определим поле одного из них вблизи другого с учетом влияния земли, то сможем затем обычным порядком вычислить взаимное сопротивление вибраторов, а при беспредельном уменьшении расстояния между ними — и входное сопротивление.

Попытка реализовать этот метод для частного случая полуволнового вибратора была предпринята Барроу [50], который, однако, пришел к ошибочным результатам.

Одним из авторов книги этот метод был подробно рассмотрен и развит применительно к различным излучателям [21]. Полученные результаты дают возможность оценить влияние земли на входное сопротивление весьма широкого класса линейных антенных систем.

Следует отметить, что в ходе исследований вибраторов конечной длины удалось оценить область применимости формул, полученных для бесконечно длинного провода.

Данная глава посвящена изложению решения задачи о параметрах горизонтального безграничного провода и развитию метода наведенных э. д. с. с учетом влияния конечной проводимости почвы.

### III.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВДОЛЬ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПРОВОДА

Пусть на высоте  $h$  параллельно поверхности земли вдоль оси  $ox$  размещен бесконечно длинный стержень (провод) цилиндрического сечения, имеющий радиус  $r=a$  (рис. 1).

Волновые числа верхней и нижней сред равны соответственно:

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_1 - i60\lambda\sigma_1} \text{ для } z > 0 \text{ и}$$

$$k_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_2 - i60\lambda\sigma_2} \text{ для } z < 0.$$

Волновое число материала провода  $k_3 \approx \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{-i60\lambda\sigma_3}$ .

Нам необходимо получить выражения, которые позволили бы определить постоянную распространения волны  $\gamma$  вдоль приведенной системы, а также входное сопротивление последней.

Решение проводится следующим образом. Введем на поверхности провода при  $x=0$  сосредоточенную э. д. с.,

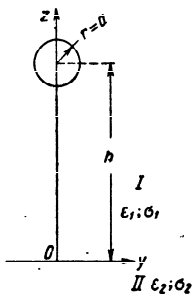


Рис. III.1.1. Провод  
у поверхности земли.

выпишем в общем виде выражения для полей внутри и вне стержня. Считая внешнее поле первичным, а отраженное и преломленное у поверхности земли поля вторичными, определим эти поля, исходя из граничных условий при  $z=0$ . Затем, полагая радиус провода весьма малым по сравнению с длиной волны, будем считать в первом приближении отраженное поле вблизи поверхности провода однородным. Это дает возможность, составив граничные условия на поверхности провода, получить уравнение для определения постоянной распространения.

Наконец, вычисляя значение тока в месте введения э. д. с. интегрированием ф-составляющей магнитной напряженности поля вдоль контура, охватывающего про-

вод, получим формулу для определения входного сопротивления системы.

Следуя изложенному, проследим ход решения задачи. Естественно, что будут приведены лишь основные соотношения, промежуточные же выкладки в случае необходимости могут быть прослежены по оригинальным работам.

#### а) Постоянная распространения волны

Поля внутри и вне провода описываются функциями Герца следующего вида:

$$P_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} A_3(\gamma) J_0(r\sqrt{k_3^2 - \gamma^2}) e^{-i\gamma x} d\gamma, \quad 0 < r < a, \quad (\text{III.1.1})$$

$$P_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(\gamma) H_0^{(1)}(r\sqrt{k_1^2 - \gamma^2}) e^{-i\gamma x} d\gamma =$$

$$= -\frac{2i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} \frac{e^{-(z-h)\sqrt{p^2 + \gamma^2 - k_1^2}} \cos py}{|p^2 + \gamma^2 - k_1^2|} A_1(\gamma) e^{-i\gamma x} d\gamma dp, \quad r > 0. \quad (\text{III.1.2})$$

Здесь  $A_1(\gamma)$  и  $A_3(\gamma)$  — неизвестные функции, подлежащие определению из граничных условий.

Для представления поля  $P_1$  в виде суммы полей плоских волн, что необходимо для наложения граничных условий при  $z=0$ , мы воспользовались частным видом интеграла Соппа.

Отраженное и преломленное поля могут быть сформированы с помощью суперпозиции систем плоских волн поперечно-магнитного и поперечно-электрического типов по форме аналогичных (2).

Отраженное поперечно-магнитное поле:

$$P_1^{(1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} A_1^{(1)}(\gamma) e^{-z\sqrt{p^2 + \gamma^2 - k_1^2}} \cos py e^{-i\gamma x} d\gamma dp. \quad (\text{III.1.3})$$

Отраженное поперечно-электрическое поле:

$$P_1^{(2)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} A_1^{(2)}(\gamma) e^{-z\sqrt{p^2 + \gamma^2 - k_1^2}} \sin py e^{-i\gamma x} d\gamma dp. \quad (\text{III.1.4})$$

Преломленное поперечно-магнитное поле:

$$\Pi_z^{(1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} A_2^{(1)}(\gamma) e^z \sqrt{p^2 + \gamma^2 - k_2^2} \cos p y e^{-i\gamma x} d\gamma dp. \quad (\text{III.1.5})$$

Преломленное поперечно-электрическое поле:

$$\Pi_z^{(2)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} A_2^{(2)}(\gamma) e^z \sqrt{p^2 + \gamma^2 - k_2^2} \sin p y e^{-i\gamma x} d\gamma dp. \quad (\text{III.1.6})$$

Следует отметить, что знаки у корней в выражениях (1) — (6) должны обеспечивать  $\text{Im} \sqrt{k^2 - \gamma^2} > 0$  и  $\text{Re} \sqrt{p^2 + \gamma^2 - k^2} > 0$ . Теперь необходимые нам составляющие поля определяются с помощью обычных соотношений:

$$\left. \begin{aligned} E_x^{(1)} &= (k^2 - \gamma^2) \Pi^{(1)}, & E_y^{(1)} &= -i\gamma \frac{\partial \Pi^{(1)}}{\partial y}, \\ H_y^{(1)} &= \frac{-ik^2}{\mu\omega} \frac{\partial \Pi^{(1)}}{\partial z}, \\ H_x^{(2)} &= -(k^2 - \gamma^2) \Pi^{(2)}, & E_y^{(2)} &= i\omega\mu \frac{\partial \Pi^{(2)}}{\partial z}, \\ H_y^{(2)} &= -i\gamma \frac{\partial \Pi^{(2)}}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.1.7})$$

Далее требование непрерывности этих составляющих при  $z=0$  приводит к системе уравнений:

$$\left. \begin{aligned} E_{x1}^{(1)} - E_{x2}^{(1)} &= -E_{x1}, \\ H_{y1}^{(1)} + H_{y1}^{(2)} - H_{y2}^{(1)} - H_{y2}^{(2)} &= -H_{y1}, \\ E_{y1}^{(1)} + E_{y1}^{(2)} - E_{y2}^{(1)} - E_{y2}^{(2)} &= -E_{y1}, \\ H_{z1}^{(2)} - H_{z2}^{(2)} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.1.8})$$

Система (8) позволяет определить функции  $A_1^{(1)}$ ,  $A_1^{(2)}$ ,  $A_2^{(1)}$ ,  $A_2^{(2)}$  с точностью до множителя  $A_1(\gamma)$ , зависящего от характера и интенсивности возбуждения.

Например, интересующая нас в первую очередь функция  $A_1^{(1)}$  имеет вид

$$A_1^{(1)}(\gamma) = -A_1(\gamma) \frac{2i}{\pi} j_1^{(1)}(\gamma) \frac{e^{-hu_1}}{u_1}, \quad (\text{III.1.9})$$

где

$$j_1^{(1)}(\gamma) = \frac{(k_1^2 - k_2^2) \left( u_1 u_2 - p^2 \frac{k_1^2 + \gamma^2}{k_1^2 - \gamma^2} + \gamma^2 \right)}{(k_1^2 + k_2^2) (u_1 u_2 + \gamma^2 + p^2) - 2k_1^2 k_2^2}, \quad (\text{III.1.10})$$

$$u_1 = \sqrt{p^2 + \gamma^2 - k_1^2}, \quad u_2 = \sqrt{p^2 + \gamma^2 - k_2^2}. \quad (\text{III.1.11})$$

При определении  $A_1(\gamma)$  введем в сечении  $x=0$  сосредоточенную э. д. с.  $\mathcal{E}$  по Кессениху [51]:

$$E_x^{\text{сг}} = \frac{\mathcal{E}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\gamma x}}{1 - i\gamma x} d\gamma. \quad (\text{III.1.12})$$

Здесь  $\kappa$  — параметр распределения  $E_x^{\text{сг}}$  вдоль оси  $ox$ . При сосредоточенном возбуждении  $\kappa \rightarrow 0$ .

Составим граничные условия на поверхности провода. Они будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} E_{x1} + E_x^{\text{сг}} + E_{x1}^{(1)} \Big|_{z=h} = E_{x3} \\ H_{\varphi 1} = H_{\varphi 3} \end{aligned} \right\} \text{ при } r=a. \quad (\text{III.1.13})$$

Значения  $E_x$  и  $H_\varphi$  получаются обычным путем из (1) и (2). Поскольку

$$E_{x1}^{(1)} = -\frac{2i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(\gamma) (k_1^2 - \gamma^2) \left[ \int_0^{\infty} j_1^{(1)}(\gamma) e^{-(h+z)u_1} \cos p y \frac{dp}{u_1} \right] \times \\ \times e^{-i\gamma x} d\gamma, \quad (\text{III.1.14})$$

то значение отраженного от поверхности земли поля вблизи провода определится выражением

$$E_{x1}^{(1)} \Big|_{z=h} = -\frac{2i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(\gamma) (k_1^2 - \gamma^2) \left[ \int_0^{\infty} j_1^{(1)}(\gamma) \frac{e^{-2hu_1}}{u_1} dp \right] e^{-i\gamma x} d\gamma. \quad (\text{III.1.15})$$



Приравнявая нулю детерминант системы (13), мы получаем исконое уравнение для постоянной распространения волны

$$\frac{\mu_1 v_1}{k_1^2} \frac{H_0^{(1)}(av_1) - \frac{2i}{\pi} \Phi(\gamma)}{H_1^{(1)}(av_1)} = \frac{\mu_2 v_2}{k_2^2} \frac{J_0(av_2)}{J_1(av_2)}. \quad (\text{III.1.16})$$

Здесь для сокращения через  $\Phi(\gamma)$  обозначен внутренний интеграл в (15).

Для дальнейшего несколько преобразуем функцию  $\Phi(\gamma)$ , что, кстати, поможет пояснить ее физический смысл:

$$\begin{aligned} \Phi(\gamma) = & \int_0^\infty \left[ \frac{(k_1^2 - k_2^2)(u_1 u_2 - p^2 \frac{k_1^2 + \gamma^2}{k_1^2 - \gamma^2} + \gamma^2)}{(k_1^2 + k_2^2)(u_1 u_2 + p^2 + \gamma^2) - 2k_1^2 k_2^2} + \right. \\ & \left. + 1 - 1 \right] \frac{e^{-2hu_1}}{u_1} dp = -\frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(2hv_1) - \frac{2k_1^2}{k_1^2 - \gamma^2} \mathcal{J}_1. \end{aligned} \quad (\text{III.1.17})$$

Здесь

$$\mathcal{J}_1 = \int_0^\infty \frac{u_1 u_2 - p^2}{k_1^2 u_2 + k_2^2 u_1} e^{-2hu_1} dp. \quad (\text{III.1.18})$$

Подставляя (17) в (16), имеем

$$\begin{aligned} \frac{\mu_1 v_1}{k_1^2} \frac{H_0^{(1)}(av_1) - H_0^{(1)}(2hv_1) + \frac{4i}{\pi} \frac{k_1^2}{v_1^2} \mathcal{J}_1}{H_1^{(1)}(av_1)} = \\ = \frac{\mu_2 v_2}{k_2^2} \frac{J_0(av_2)}{J_1(av_2)}. \end{aligned} \quad (\text{III.1.19})$$

Как легко заметить, (19) отличается от обычного уравнения Зоммерфельда лишь наличием дополнительных слагаемых в числителе левой части уравнения, которые соответственно учитывают влияние зеркального изображения провода и конечной проводимости почвы на процессы, происходящие в рассматриваемой системе.

Естественно, что при размещении провода над идеальнопроводящей поверхностью  $\mathcal{J}_1 \rightarrow 0$ , а в случае пере-

хода к одиночному проводу ( $h \rightarrow \infty$ ) исчезают оба добавочных слагаемых.

Прежде чем перейти к анализу уравнения (19), следует отметить существенное обстоятельство.

Поскольку мы не делали каких-либо ограничивающих предположений в отношении параметров верхней и нижней сред, постольку полученные формулы сохраняют силу при размещении провода в земле, если поменять местами  $\epsilon_1; \sigma_1; k_1; v_1; u_1$  и  $\epsilon_2; \sigma_2; k_2; v_2; u_2$ . Это будет использовано при исследовании подземных антенн. Полученное нами трансцендентное уравнение (19) в общем виде неразрешимо, что заставляет искать пути его упрощения за счет приближений, допускаемых условиями задачи.

Мы предполагаем ограничиться радиусами проводов  $a < 0,1$  м, диапазоном волн  $\lambda > 6$  м при обычных параметрах почвы ( $10^{-3} \leq \sigma_2 \leq 10^{-1}$ ).

Как нетрудно проверить, при этом

$$|av_2| > 20, \quad |av_1| \ll |av_2| < 0,5.$$

Следовательно, мы вправе воспользоваться первыми членами асимптотических разложений функции Бесселя и разложений для малых аргументов функций Ганкеля.

Подставляя их в (19), получаем

$$v_1^2 \left[ \ln \frac{av_1}{1,12i} + \frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(2hv_1) \right] = k_1^2 (q - 2\mathcal{J}_1), \quad (\text{III.1.20})$$

где  $q = i \frac{\mu_2}{k_2 a}$ .

В большинстве случаев, имеющих место в практике работы с приземными системами,

$$\mathcal{J}_1 \gg i \frac{\mu_2}{k_2 a}. \quad (\text{III.1.21})$$

Пренебрежение слагаемыми  $q$  в (20), что равносильно предположению о бесконечной проводимости материала провода, приводит к уравнению

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \frac{\ln \frac{av_1}{1,12i} + \frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(2hv_1) + 2\mathcal{J}_1}{\ln \frac{av_1}{1,12i} + \frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(2hv_1)}. \quad (\text{III.1.22})$$

В случае, когда, кроме того, можно считать  $|2hv_1| < 0,5$ , уравнение (22) принимает весьма простой вид

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \frac{\ln \frac{2h}{a} - 2\mathcal{J}_1}{\ln \frac{2h}{a}} = 1 - \frac{2\mathcal{J}_1}{\ln \frac{2h}{a}}. \quad (\text{III.1.23})$$

Может показаться, что в результате вычислений по формуле (23) коэффициент укорочения будет иметь значение, меньшее единицы. Однако  $\mathcal{J}_1$  является комплексной величиной, лежащей во втором квадранте.

При рассмотрении провода с диэлектрической оболочкой мы сразу же положим  $\sigma_3 \rightarrow \infty$ , имея в виду, что введение конечного значения  $\sigma_3$  мало изменяет результаты исследования. В случае же необходимости неидеальность провода может быть учтена.

Как и ранее, поле вне провода и оболочки будем описывать с помощью функции Герца

$$\Pi_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} C(\gamma) H_0^{(1)}(r\sqrt{k_1^2 - \gamma^2}) e^{-i\gamma x} d\gamma, \quad r > b. \quad (\text{III.1.2}')$$

Для поля внутри оболочки решение имеет вид

$$\begin{aligned} \Pi_4 = & \int_{-\infty}^{+\infty} [A_4(\gamma) J_0(r\sqrt{k_4^2 - \gamma^2}) + \\ & + B_4(\gamma) N_0(r\sqrt{k_4^2 - \gamma^2})] e^{-i\gamma x} d\gamma, \quad a < r < b. \end{aligned} \quad (\text{III.1.24})$$

Далее выпишем граничные условия для случая приложения сторонней э. д. с. на поверхности провода ( $r=a$ ) в сечении  $x=0$ :

$$\left. \begin{aligned} E_{x_4} = -E_x^{ct} \\ E_{x_4} - E_{x_1} - E_{x_1}^{(1)} \Big|_{z=h, y=0} = 0 \\ H_{\varphi_4} - H_{\varphi_1} = 0 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} & \text{при } r = a, \\ & \text{при } r = b. \end{aligned} \quad (\text{III.1.25})$$

112

Значения  $E_z^{ct}$  и  $E_x^{(1)}$  были приведены ранее [см. (12) и (15)]; остальные величины получаются с помощью (2') и (24).

Вычислим детерминант системы и приравняем его нулю. Тогда при  $\mu_4 = \mu_1 = \mu_0$

$$\frac{v_1}{k_1^2} \frac{H_0^{(1)}(bv_1) - \frac{2i}{\pi} \Phi(\gamma)}{H_1^{(1)}(bv_1)} = \frac{v_4}{k_4^2} \frac{N_0(bv_4) J_0(av_4) - J_0(bv_4) N_0(av_4)}{N_1(bv_4) J_0(av_4) - J_1(bv_4) N_0(av_4)}. \quad (\text{III.1.26})$$

Заменим цилиндрические функции первыми членами разложения для малых аргументов, после чего пренебрежем в знаменателе правой части (26) вторым слагаемым по сравнению с первым. В результате при учете соотношения (17) получаем уравнение для определения постоянной распространения

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \frac{\ln \frac{b}{a} - \ln \frac{bv_1}{1,12i} - i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(2hv_1) - 2\mathcal{J}_1}{\frac{1}{\epsilon_4} \ln \frac{b}{a} - \ln \frac{bv_1}{1,12i} - i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(2hv_1)}. \quad (\text{III.1.27})$$

Соответственно при  $|2hv_1| < 0,5$

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \frac{\ln \frac{2h}{a} - 2\mathcal{J}_1}{\frac{1}{\epsilon_4} \ln \frac{b}{a} + \ln \frac{2h}{b}}. \quad (\text{III.1.28})$$

Как уже указывалось, заменой индексов «1» и «2» у величин  $k, v, \mathcal{J}$  мы без труда можем выписать формулы, являющиеся аналогами (22), (23), (27), (28), для случая размещения провода с диэлектрическим покрытием или без него в почве на глубине  $h$ . Поскольку функции, входящие в правые части (22), (23), (27), (28), и их аналоги слабо зависят от  $\gamma$ , то при решении этих уравнений оказывается эффективным метод последовательных приближений.

8-405

113

### б) Волновое сопротивление

Для вычисления входного сопротивления рассмотрим нами систему достаточно найти значение тока в месте включения э. д. с. интегрированием составляющей  $H_{\varphi_1}$  по контуру, охватывающему провод при  $x=0$ .

Из (2') получаем

$$H_{\varphi_1} = \frac{ik_1^2 v_1}{\mu_0 \omega} \int_{-\infty}^{+\infty} C(\gamma) H_1^{(1)}(rv_1) e^{-i\gamma x} d\gamma. \quad (\text{III.1.29})$$

Неизвестная функция  $C(\gamma)$  определяется при решении системы уравнений (25):

$$C(\gamma) = \frac{\Delta_c}{\Delta}. \quad (\text{III.1.30})$$

Здесь  $\Delta_c$  — детерминант, получающийся из  $\Delta$  заменой столбца с коэффициентом при  $C(\gamma)$  столбцом из правых частей уравнений (25);

$\Delta$  — детерминант системы.

Вычисления дают

$$C(\gamma) = - \frac{\varepsilon}{1 - i\gamma} \frac{k_4^2}{b\pi^2} \frac{1}{v_1 v_4 F(\gamma)}, \quad (\text{III.1.30}')$$

где

$$F(\gamma) = k_1^2 v_4 [N_0(bv_4) J_0(av_4) - J_0(bv_4) N_0(av_4)] \times \\ \times H_1^{(1)}(bv_1) - k_4^2 v_1 [N_1(bv_4) J_0(av_4) - J_1(bv_4) N_0(av_4)] \times \\ \times \left[ H_0^{(1)}(bv_1) - \frac{2i}{\pi} \Phi(\gamma) \right]. \quad (\text{III.1.31})$$

Вследствие отсутствия зависимости  $H_{\varphi_1}$  от  $\varphi$  интегрирование при определении значения тока вдоль провода сводится к умножению  $H_{\varphi_1}$  на длину контура, в качестве которого может быть выбрана, например, окружность радиуса  $r=b$ :

$$I(x) = 2\pi b H_{\varphi_1}|_{r=b}. \quad (\text{III.1.32})$$

Подставим (29) в (32) при учете (30)' и (31). Тогда

$$I(x) = - \frac{2ik_1^2 k_4^2}{\pi \omega \mu_0} \mathcal{E} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 - i\gamma x} \frac{H_1^{(1)}(bv_1) e^{-i\gamma x} d\gamma}{v_4 F(\gamma)}. \quad (\text{III.1.32}')$$

Отсюда входное сопротивление системы

$$Z_{вх} = \frac{\varepsilon}{I_{x=0}}. \quad (\text{III.1.33})$$

Из (31) получаем, устремляя  $x \rightarrow 0$ ,

$$Z_{вх} = \frac{i\pi \omega \mu_0}{2k_1^2 k_4^2} \frac{1}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{H_1^{(1)}(bv_1) e^{-i\gamma x} d\gamma}{v_4 F(\gamma)}}. \quad (\text{III.1.33}')$$

Таким образом, задача сводится к вычислению достаточно сложного интеграла. Перенесем вычисления в нижнюю полуплоскость комплексного переменного, что позволит нам дополнить вещественную ось до замкнутого контура дугой бесконечно большого радиуса. Тогда значение интеграла в (33') может рассматриваться как сумма значений вычета подынтегральной функции в точке  $\gamma = \gamma_0$ , соответствующей постоянной распространения волны вдоль системы, и интегралов по разрезам, устраняющим неоднозначность подынтегрального выражения. Можно показать, что точка  $\gamma = k_4$  не является точкой разветвления и не оказывает влияния на оценку интеграла. Следовательно, останется интеграл по разрезу  $k_1 \div -i\infty$ .

Указанное разделение интеграла на составные части имеет под собой определенный физический смысл. Слагаемое, соответствующее вычету подынтегральной функции, будет иметь множитель  $e^{-i\gamma_0 x}$ , т. е. будет описывать ток бегущей вдоль провода волны.

Сравнительная оценка значений вычета и интеграла по разрезу позволяет судить, в какой мере к данной системе применима теория длинных линий. В случае, когда значение вычета превалирует, мы можем в полной мере пользоваться соотношениями теории длинных линий. Входное сопротивление при этом оказывается близким к волновому, которое определяется из (33):

$$W = \frac{i\pi \omega \mu_0}{2k_1^2 k_4^2} \frac{1}{-2\pi i \text{Res} \int_{\gamma=\gamma_0}^{+\infty} S_1(\gamma) e^{-i\gamma x} d\gamma}. \quad (\text{III.1.34})$$

Поскольку вычет вычисляется в точке  $\gamma = \gamma_0$ , для которой аргументы  $bv_1, av_4, bv_4$  остаются малыми, то снова появляется возможность воспользоваться соответствующими разложениями для цилиндрических функций. При этом

$$S_1(\gamma) = \frac{\pi}{2} \frac{1}{k_1^2 v_4^2 \ln \frac{b}{a} + k_4^2 v_1^2 \left[ -\ln \frac{bv_1}{1.12i} - i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(2hv_1) \right] - 2k_4^2 k_1^2 \mathcal{J}_1}. \quad (\text{III.1.35})$$

По правилам вычисления вычетов

$$\text{Res} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\gamma) d\gamma = \frac{1}{\frac{\partial}{\partial \gamma} S(\gamma)_{\gamma=\gamma_0}}. \quad (\text{III.1.36})$$

Произведя указанные действия и подставив результат в (34), учитывая попутно соотношение  $\omega\mu_0 = 120\pi k_1$ , получим

$$W = 120 \frac{\gamma}{k_1} Q. \quad (\text{III.1.37})$$

где

$$Q = \frac{k_1^2}{k_4^2} \ln \frac{b}{a} - \ln \frac{bv_1}{1.12i} - i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(2hv_1) - \frac{1}{2} + i \frac{\pi}{2} H_1^{(1)}(2hv_1) + \frac{k_1^2}{\gamma} \frac{\partial \mathcal{J}_1}{\partial \gamma}. \quad (\text{III.1.38})$$

При  $|2hv_1| < 0,5$  выражение (37) упрощается к виду

$$W = 120 \frac{\gamma}{k_1} \left[ \ln \frac{2h}{a} - \frac{\epsilon_4 - \epsilon_1}{\epsilon_4} \ln \frac{b}{a} + \frac{k_1^2}{\gamma} \frac{\partial \mathcal{J}_1}{\partial \gamma} \right]. \quad (\text{III.1.39})$$

В случае  $k_2^2 \gg k_1^2$  можно пренебречь третьим слагаемым в (39), после чего формула становится предельно простой.

Заметим, что формулы (37) и (39) определяют волновое сопротивление, являющееся удвоенным волновым сопротивлением несимметрично питаемого провода, для вычисления которого следует в указанных формулах ввести коэффициент 60 вместо 120.

Полученные формулы также имеют свои аналоги, соответствующие размещению провода в почве, для чего (37) и (39) должны быть переписаны с переменной мест индексов «1» и «2».

### III.2. ПАРАМЕТРЫ ДЛИННЫХ ПРОВОДОВ

В течение многих лет для вычисления постоянной распространения волны вдоль провода, размещенного параллельно поверхности земли, применялся метод Карсона [44]. Этот метод обеспечивал приемлемую в инженерных расчетах точность для низкочастотного диапазона.

С возрастанием частоты увеличиваются и погрешности, однако сколь-нибудь обоснованных границ применимости метода установлено не было. Поэтому представляет интерес сравнение результатов расчета посредством метода Карсона и с помощью строгих формул предыдущего параграфа.

Карсон определяет постоянную распространения соотношением

$$\gamma = -i\sqrt{Z_1 Y_1}. \quad (\text{III.2.1})$$

Здесь  $Z_1$  и  $Y_1$  — погонные сопротивление и проводимость цепи провод — земля.

В свою очередь:

$$Y_1 = \frac{i \cdot \epsilon_0 2\pi}{\ln \frac{2h}{a}}, \quad (\text{III.2.2})$$

$$Z_1 = i \frac{\omega\mu_0}{2\pi} \left[ \ln \frac{2h}{a} + i \frac{\mu_2}{k_2 a} - i 2J(h', x') \right], \quad (\text{III.2.3})$$

$$J(h', x') = \int_0^{\infty} (\sqrt{p^2 + i} - p) e^{-2h' p} \cos x' p dp, \quad (\text{III.2.4})$$

$$h' = k_1 h \sqrt{60\lambda\sigma_2}, \quad x' = k_1 x \sqrt{60\lambda\sigma_2}.$$

Все величины, входящие в (2) и (3), имеют вполне определенный физический смысл. Величина  $Y_1$  и первое слагаемое в (3) соответствуют погонным емкостной проводимости и индуктивному сопротивлению провода над идеальной землей. Второе слагаемое в (3) характеризует погонное сопротивление самого провода. Наконец,

последнее слагаемое учитывает влияние земли. Оно, как и следовало ожидать, исчезает при  $\sigma_2 \rightarrow \infty$ .

Степень приближения (1) определяется отсутствием учета влияния реальных параметров почвы на величину проводимости  $Y_1$ , пренебрежением токами смещения по сравнению с токами проводимости ( $\epsilon_2 \ll 60\lambda\sigma_2$ ) и заменой  $\frac{\gamma^2}{k_1^2} = 1$  при вычислении функции  $J(h', x')$ .

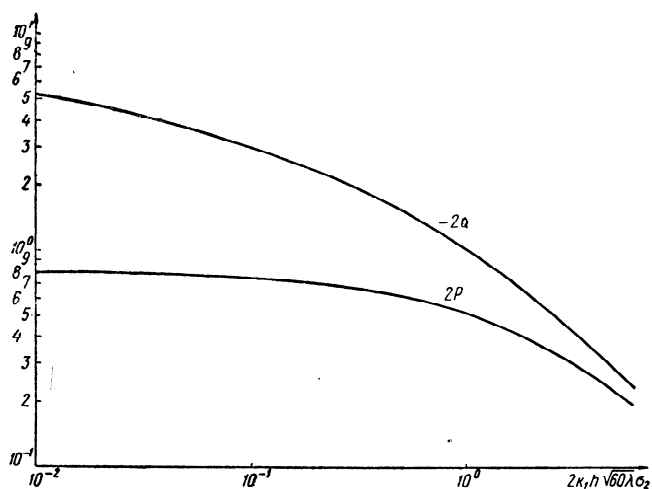


Рис. III.2.1. Функция Карсона  $P$  и  $Q$ .

Карсоном были получены ряды для вычисления вещественной и мнимой составляющих  $J$ :

$$J = P + iQ. \quad (\text{III.2.5})$$

На рис. 1 приведены значения  $P$  и  $Q$  в функции от  $2h'$ .

Сравнение со строгим решением обогцается тем обстоятельством, что в соответствии с результатами пре-

дыдущего раздела (1.20) и (1.23) мы можем записать

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \frac{\ln \frac{2h}{a} + i \frac{k_3}{k_3 a} - 2\mathcal{J}_1}{\ln \frac{2h}{a}}. \quad (\text{III.2.6})$$

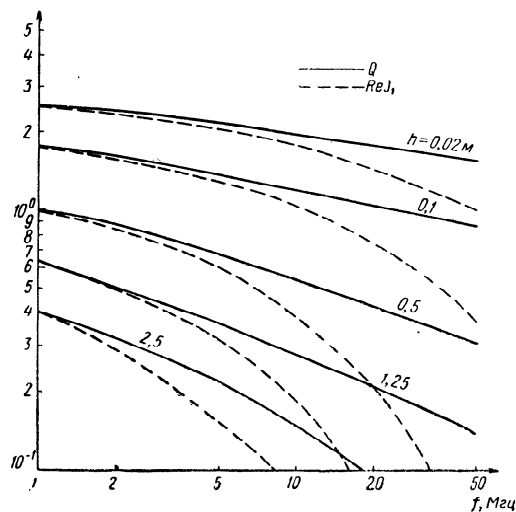


Рис. III.2.2. Сопоставление функции  $Q$  со строгим решением.

Отсюда легко представить  $\gamma$  в форме (1), причем  $Y_1$  сохранит свое значение, а в выражении для  $Z_1$  произойдет замена  $i\mathcal{J}(h', x')$  на  $\mathcal{J}_1$ .

Таким образом, нам достаточно сопоставить  $\text{Re } \mathcal{J}$  с  $Q$ , а  $\text{Im } \mathcal{J}$  с  $P$ , что и проделано на рис. 2 и 3.

Значения  $\mathcal{J}_1$  были получены путем численного интегрирования для рассматриваемых частот, высот подвеса провода и набора различных  $\frac{\gamma^2}{k_1^2}$ . Часть этих значений в качестве иллюстрации приведена в табл. 1.

Значения

Почва	$\lambda, \mu$	$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = 1$				
		$h=0,02$	0,10	0,50	1,25	2,50
$\Pi \frac{20}{10^{-1}}$	300	-1,976 +i 0,373	-1,204 +i 0,350	-0,558 +i 0,261	-0,272 +i 0,178	-0,145 +i 0,112
	50	-1,532 +i 0,374	-0,797 +i 0,319	-0,262 +i 0,188	-0,111 +i 0,110	-0,058 +i 0,062
	15	-1,213 +i 0,402	-0,530 +i 0,292	-0,117 +i 0,109	-0,047 +i 0,076	-0,019 +i 0,038
	6	-0,939 +i 0,453	-0,328 +i 0,276	-0,100 +i 0,064	-0,007 +i 0,045	-0,004 +i 0,019
$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$	300	-2,534 +i 0,426	-1,737 +i 0,404	-0,882 +i 0,351	-0,631 +i 0,312	-0,400 +i 0,250
	50	-1,994 +i 0,543	-1,228 +i 0,474	-0,499 +i 0,342	-0,253 +i 0,299	-0,115 +i 0,199
	15	-1,439 +i 0,609	-0,753 +i 0,486	-0,206 +i 0,255	-0,026 +i 0,177	-0,013 +i 0,083
	6	-1,022 +i 0,562	-0,412 +i 0,404	-0,049 +i 0,122	-0,025 +i 0,060	0 +i 0,015
$\Pi \frac{6}{10^{-3}}$	300	-2,926 +i 0,805	-2,133 +i 0,719	-1,372 +i 0,627	-0,960 +i 0,551	-0,672 +i 0,480
	50	-1,694 +i 0,778	-1,089 +i 0,675	-0,531 +i 0,540	-0,245 +i 0,396	-0,099 +i 0,281
	15	—	—	-0,240 +i 0,295	-0,064 +i 0,138	-0,012 +i 0,044

Таблица Ш.2.1

функции  $\mathcal{J}_1$

$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = 1 - i0,2$				
0,02	0,10	0,050	1,25	2,50
-1,988 +i 0,384	-1,218 +i 0,360	-0,506 +i 0,266	-0,282 +i 0,187	-0,155 +i 0,121
-1,557 +i 0,420	-0,770 +i 0,364	-0,261 +i 0,221	-0,095 +i 0,129	-0,042 +i 0,077
-1,261 +i 0,476	-0,579 +i 0,356	-0,171 +i 0,155	-0,079 +i 0,065	-0,045 +i 0,019
-1,022 +i 0,553	-0,374 +i 0,368	-0,083 +i 0,138	-0,056 +i 0,026	-0,027 +i 0,014
-2,564 +i 0,432	-1,764 +i 0,415	-1,012 +i 0,370	-0,630 +i 0,318	-0,410 +i 0,250
-2,027 +i 0,657	-1,262 +i 0,581	-0,600 +i 0,444	-0,338 +i 0,311	-0,201 +i 0,202
-1,398 +i 0,812	-0,741 +i 0,691	-0,211 +i 0,446	-0,095 +i 0,261	-0,077 +i 0,132
-0,907 +i 0,727	-0,324 +i 0,584	-0,030 +i 0,286	-0,040 +i 0,104	-0,029 +i 0,017
-3,000 +i 0,850	-2,220 +i 0,767	-1,464 +i 0,677	-1,020 +i 0,608	-0,703 +i 0,536
-1,377 +i 0,823	-0,962 +i 0,780	-0,402 +i 0,665	-0,144 +i 0,554	-0,022 +i 0,435
—	—	-0,123 +i 0,456	-0,010 +i 0,289	-0,005 +i 0,149

В силу малости слагаемого  $\frac{i\mu_2}{k_2 a}$  по сравнению с  $2\mathcal{Y}_1$  и малости обоих этих слагаемых по сравнению с  $\ln \frac{2h}{a}$  значения отношений  $\frac{\operatorname{Re} \mathcal{Y}_1 + Q}{\operatorname{Re} \mathcal{Y}_1}$  и  $\frac{\operatorname{Im} \mathcal{Y}_1 - P}{\operatorname{Im} \mathcal{Y}_1}$  определяют погрешность в вычислении укорочения и затухания волны вдоль провода методом Карсона.

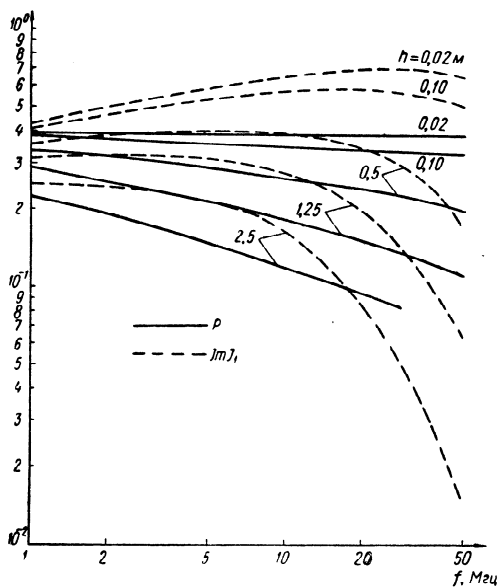


Рис. III.2.3. Сопоставление функции  $P$  со строгим решением.

Мы видим, что практически для всех рассматриваемых нами параметров почвы вплоть до частот порядка одного мегагерца погрешность при использовании приближений Карсона оказывается несущественной. С уменьшением частоты погрешность эта стремится к нулю. Такой вывод можно получить и аналитически, поскольку, как показали Гринберг и Бонштедт [47], в случае  $60\lambda\sigma_2 \gg \epsilon_2$  и  $\gamma = k_1$  интеграл  $\mathcal{Y}_1$  переходит в  $J(h'_1 x' = 0)$ .

Следует отметить, что Вайзом [52] были предприняты попытки развить результаты Карсона, повторив его решение без ограничения  $\epsilon_2 \ll 60\lambda\sigma_2$ .

Полученные им ряды для функций  $P$  и  $Q$  оказались по форме совпадающими с карсоновскими, если заменить аргумент  $2h'$  на  $2h' \sqrt{1 + i\frac{\epsilon_2 - 1}{60\lambda\sigma_2}}$ .

Позже Вайз [53] учел влияние конечной проводимости почвы на значение погонной проводимости линии, представив ее в виде

$$Y_1 = \frac{i\omega\epsilon_0 2\pi}{\ln \frac{2h}{a} + 2(Q' - iP')}, \quad (\text{III.2.7})$$

где

$$Q' - iP' = \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{p^2 - \epsilon'_2 + p\epsilon'_2}} e^{-2h'p} dp. \quad (\text{III.2.8})$$

Вычисление (8) оказалось, в свою очередь, нелегкой задачей и было проведено автором лишь для частного случая  $\epsilon_2 = 15$  при различных значениях отношения  $\frac{60\lambda\sigma_2}{g}$  и  $h' \sqrt{1 + i\frac{\epsilon_2 - 1}{60\lambda\sigma_2}}$ .

Логическим завершением этого цикла исследований явилась работа Кикучи [54], который учел влияние постоянной распространения при вычислении  $P$ ,  $Q$ ,  $P'$ ,  $Q'$  и тем самым поставил решение на уровень строгого. Однако при этом требуется вычисление и табулирование двух систем функции вместо одной в решении предыдущего параграфа. Кроме того, для получения значения постоянной распространения необходима дополнительная операция (1), что затрудняет применение метода последовательных приближений (напомним, что в строгой трактовке  $P$ ,  $Q$ ,  $P'$ ,  $Q'$  являются функциями от  $\gamma$ ).

Таким образом, для  $f < 1$  Мгц мы предлагаем пользоваться формулой

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = 1 + \frac{2Q + \operatorname{Re} \frac{i\mu_2}{k_2 a}}{\ln \frac{2h}{a}} - i \frac{2P + \operatorname{Im} \frac{i\mu_2}{k_2 a}}{\ln \frac{2h}{a}}. \quad (\text{III.2.9})$$

В силу малости второго и третьего слагаемых по сравнению с единицей обычно можно считать

$$\frac{\alpha}{k_1} = \sqrt{1 + \frac{2Q + \operatorname{Re} \frac{i\mu_3}{k_3 a}}{\ln \frac{2h}{a}}}, \quad \beta = \frac{2P + \operatorname{Im} \frac{i\mu_3}{k_3 a}}{2 \frac{\alpha}{k_1} \ln \frac{2h}{a}} \quad (\text{III.2.10})$$

Если пренебречь потерями в проводе, то вычисления оказываются совершенно элементарными. Что же касается диапазона  $f = 1 \div 50$  МГц, то результаты вычислений  $\frac{\alpha}{k_1}$  и  $\beta$  для различных почв и высот подвеса при радиусе провода  $a = 10^{-3}$  м сведены в табл. 2.

Таблица III.2.2

Расчетные значения постоянной распространения

$\lambda, \text{ м}$	$h, \text{ м}$	$\Pi \frac{20}{10^{-1}}$		$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$		$\Pi \frac{6}{10^{-3}}$	
		$\frac{\alpha}{k_1}$	$\beta, \text{ nep/km}$	$\frac{\alpha}{k_1}$	$\beta, \text{ nep/km}$	$\frac{\alpha}{k_1}$	$\beta, \text{ nep/km}$
300	0,5	1,08	0,74	1,13	0,96	1,19	1,45
	1,25	1,035	0,47	1,08	0,77	1,12	1,42
	2,5	1,011	0,27	1,05	0,59	1,08	1,17
50	0,5	1,04	3,43	1,08	6,79	1,06	11,2
	1,25	1,014	1,82	1,036	4,72	1,02	7,67
	2,5	1,007	0,93	1,015	2,91	1,009	5,0
15	0,5	1,019	7,0	1,03	19,65	1,026	22,15
	1,25	1,006	4,0	1,005	10,61	1,006	9,35
	2,5	1,002	1,88	1,002	4,01	1,001	2,47
6	0,5	1,007	10,55	1,007	24,3	1,004	34,1
	1,25	1,002	6,0	1,003	8,37	—	—
	2,5	1,001	2,3	1,00	1,84	—	—

Приведенные данные относятся к случаю  $\varepsilon_3 = \infty$ . Учет потерь в проводе оказывается совершенно несущественным для почв  $\Pi \frac{6}{10^{-3}}$ , где относительное изменение затухания составляет  $1-3\%$ . Для  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  при высоте подвеса  $h=2,5$  м это изменение может достигать  $6-11\%$ .

Наконец, для  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$  влияние потерь в проводе наиболее заметно и соответственно изменение затухания доходит до  $15\%$ .

Результаты вычислений затухания с учетом потерь в проводе показаны на рис. 4—6, где одновременно нанесены значения затухания, измеренные различными авторами.

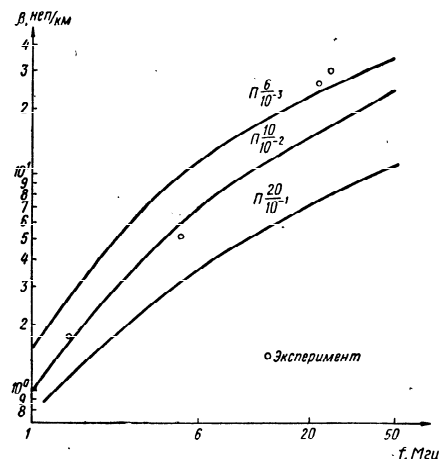


Рис. III.2.4. Затухание волны вдоль провода при  $h=0,5$  м.

Белосовым и Ямпольским [55] была предпринята попытка упростить трудоемкий процесс интегрирования при вычислении функции  $\mathcal{Z}_1$  для различных почв и частот. Их способ заключался в том, что они разбили интервал интегрирования в (1.18) на участки и в предположении  $\gamma = k_1$  аппроксимировали подынтегральное выражение на каждом из участков функциями, удобными для вычисления интеграла.

Таким методом были рассчитаны значения  $\frac{\alpha}{k_1}$  и  $\frac{\beta}{k_1}$  для  $h=2,5$  и  $5$  м, частот  $f=0,1 \div 30$  МГц и почв  $\Pi \frac{3}{5 \cdot 10^{-4}}$ ,  $\Pi \frac{8}{5 \cdot 10^{-3}}$ ,  $\Pi \frac{20}{5 \cdot 10^{-2}}$  [23, 56]. Если сопоставить эти



результаты с приведенными в нашей таблице, то окажется, что метод Белоусова и Ямпольского дает несколько заниженные значения затухания (на 3—5% в начале рассматриваемого диапазона и до 10—15% в конце его).

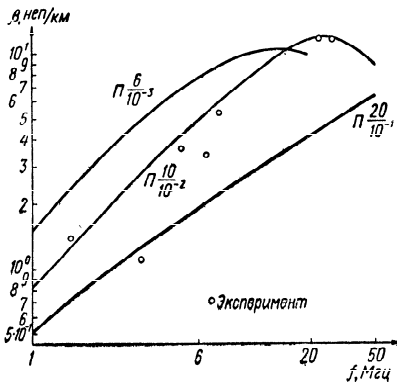


Рис. III.2.5. Затухание волны вдоль провода при  $h=1,25$  м.

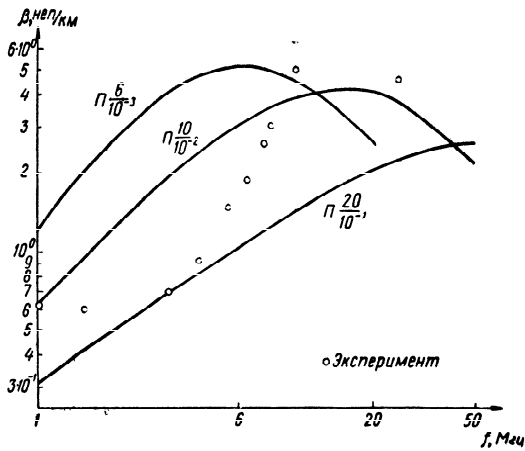


Рис. III.2.6. Затухание волны вдоль провода при  $h=2,5$  м.

Это легко объяснить, если обратиться к таблице функции  $\mathcal{U}_1$  и сравнить значения указанной функции для  $\gamma=k_1$  и  $\gamma \neq k_1$ .

Поэтому данными [23] по постоянной распространения и связанными с ними результатами расчетов антенн типа НБ следует пользоваться с учетом сделанных замечаний.

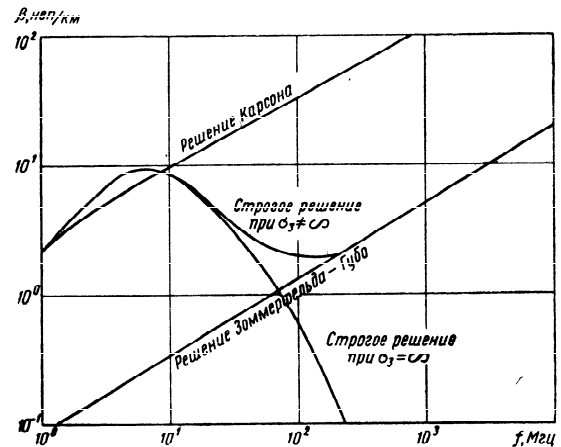


Рис. III.2.7. Переход от решения Карсона к решению Зоммерфельда — Губо.

Наконец, необходимо обратить внимание на весьма интересное обстоятельство. С увеличением частоты затухание волны вдоль провода сначала увеличивается, а затем, начиная с некоторой частоты  $f_0$ , уменьшается. Чем больше высота подвеса провода, тем меньше частота  $f_0$ . Это можно объяснить увеличением концентрации поля вокруг провода, которое, в конце концов, приводит к тому, что поле «перестает касаться» земли, влияние последней оказывается несущественным, а провод становится обычной линией поверхностной волны.

Эти соображения были подтверждены Кикучи [54], который провел вычисления затухания вдоль провода  $a=2,5 \cdot 10^{-3}$  м, размещенного на высоте  $h=7,5$  м над почвой  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  для диапазона частот  $f=10^3 \div 10^4$  Мгц.

Это позволило ему проследить переход низкочастотного карсоновского режима работы линии к режиму ОЛП Зоммерфельда — Губо. Результаты Кикучи воспроизведены на рис. 7, который не требует особых пояснений. Отметим лишь, что в диапазоне частот  $f=1 \div 10$  Мгц кривая, соответствующая строгому решению, лежит выше карсоновской, тогда как на рис. 2 имела место обратная картина. Объясняется это учетом потерь в проводе, которые при столь большой высоте подвеса провода оказываются существенными.

### III.3. МЕТОДЫ РАСЧЕТА СОПРОТИВЛЕНИИ ПРИЗЕМНЫХ АНТЕНН. МЕТОД НАВЕДЕННЫХ Э. Д. С.

Сложность теоретической оценки входных сопротивлений антенн с учетом влияния земли привела к тому, что на первых порах обобщение большого числа экспериментальных данных проводилось путем построения соотношений, приблизительно оценивающих явления, наблюдаемые при эксперименте. Примером может служить широко известная среди инженеров эмпирическая формула Шулейкина для расчета сопротивления потерь в земле вертикальных длинноволновых и средневолновых антенн, у которых геометрические размеры малы по сравнению с длиной волны.

Формула эта имеет вид

$$R_{\text{п}} = A \frac{\lambda}{\lambda_0} \text{ ом}, \quad (\text{III.3.1})$$

где  $R_{\text{п}}$  — сопротивление потерь в земле;  
 $\lambda$  — длина рабочей волны антенны;  
 $\lambda_0$  — собственная длина волны антенны;  
 $A$  — эмпирический коэффициент, учитывающий конструкцию заземления.

В [39] приводятся конкретные рекомендации по величине  $A$ . Активная составляющая входного сопротивления антенны при этом подсчитывалась по формуле

$$R_{\text{А}} = R_{\Sigma} + R_{\text{п}}.$$

Сопротивление излучения  $R_{\Sigma}$  вычислялось по формуле Рюденберга.

Следует отметить, что формула Шулейкина правильно отображает явление увеличения активной составляющей входного сопротивления коротких антенн по мере увеличения длины волны.

В 1936 г. появились работы Гансена и Беккерлея [57], посвященные вычислению сопротивлений антенн с учетом электрических параметров реальной земли. В этих работах авторы применили новый математический аппарат, отличающийся большой общностью. Следует сразу же отметить, что работы Гансена и Беккерлея не нашли широкого применения в инженерной практике. Последнее объясняется, с одной стороны, принципиальной ошибкой, содержащейся в работе, и с другой стороны, — сложностью конечных выражений ввиду их общности. Для каждой конкретной антенны приходится производить серьезные математические преобразования, выливающиеся в самостоятельные исследования. Этим, в частности, объясняется тот факт, что конкретные решения, содержащие расчетные инженерные формулы, были получены лишь для двух простейших антенн: вертикальной с треугольным распределением тока и дисковым заземлителем (§ VII.1) и горизонтального вибратора с прямоугольным распределением тока [49].

Ошибка, содержащаяся в работах Гансена и Беккерлея, состояла в том, что авторы исключили из рассмотрения поля индукции антенны, неправильно указав при этом, что эти поля не создают потерь в земле. Ошибка была отмечена и исправлена Брауде [37].

Рассмотрение работ, выполненных на основе метода Гансена и Беккерлея, показывает, что для получения инженерных решений необходимо было ввести приближения, которых можно было бы избежать, применяя другие методы. Так, в работе [49] пришлось действительное распределение тока по вибратору заменить прямоугольным. При этом получающиеся вследствие приближения  $|\sqrt{\epsilon'_2}| \gg 1$  погрешности расчета оказались несколько не меньшими погрешностей других, несравненно более простых методов.

В 1942 г. Зоммерфельдом и Реннером была решена задача о вычислении сопротивлений вертикального и горизонтального диполей Герца, размещенных над полу-

проводящей землей [40]. Вычисление базировалось на известной работе Зоммерфельда о поле диполя Герца над землей [16]. Мощность, излученная диполем, вычислялась методом вектора Пойнтинга подобно тому, как это делали Гансен и Беккерлей. Составляющие электрического и магнитного полей определялись с помощью вектора Герца. Последний выражался интегралами, часто рассматриваемыми в теории распространения радиоволн.

Вся работа отличается строгостью постановки задачи и законченностью решения и выводов. Эта работа много дала для понимания процессов, происходящих при излучении вибраторов, размещенных вблизи земли. Однако в силу выбора типа излучателя полученные результаты нельзя использовать для вибраторов с реальным распределением тока. Ниже мы будем часто обращаться к решению Зоммерфельда и Реннера, приняв его в качестве критерия точности.

Большие возможности для инженерной практики открывает распространение хорошо известного и пользующегося признанием инженеров метода наведенных электродвижущих сил на случай наличия границы раздела воздух—земля. Элементы этого метода мы находим в работах Карсона [44], Вайза [52, 53] и др., посвященных вычислению постоянной распространения горизонтальных проводов бесконечной длины. Правда, как указывалось, первая попытка приложения этого метода [50] потерпела неудачу.

В настоящей книге метод наведенных э. д. с. применяется для вычисления сопротивлений линейных проводов произвольной длины, одиночных или образующих простейшие системы, размещенных над землей, с реальными электрическими параметрами.

Существо метода наведенных э. д. с. в применении к проводам, находящимся в свободном пространстве, хорошо известно из литературы. Библиография по методу и его обоснованию столь обширна, что здесь целесообразно сослаться лишь на работы, послужившие его основой [58—62].

При вычислении сопротивлений определяют вначале тангенциальную составляющую комплексной э. д. с.  $E_z$ , распределенную вдоль провода с заданным распределением

тока  $I(\xi)$ . Затем вычисляют комплексную мощность  $W$ , излученную проводом:

$$W = - \int_{\xi} E_z I^*(\xi) d\xi, \quad (\text{III.3.2})$$

где  $I^*(\xi)$  — величина, комплексно сопряженная с величиной тока, распределенного по проводу с координатой  $\xi$ ;

$E_z$  — продольная составляющая напряженности электрического поля на поверхности провода.

Деление (2) на квадрат эффективного значения тока в данном сечении провода дает величину сопротивления, приведенного к данному сечению. Следует подчеркнуть, что распределение тока вдоль проводов в большинстве случаев полагают чисто гармоническим. Рассеянием энергии в самом проводе пренебрегают.

Распределенное вдоль провода поле  $E_z$  складывается из поля собственно провода  $E_{z1}$ , а также из полей, наведенных соседними проводами  $E_{zi}$ , если таковые имеются т. е.

$$E_z = E_{z1} + \sum_{i=2}^n E_{zi}. \quad (\text{III.3.3})$$

Если антенное устройство, состоящее из одного или нескольких проводов, размещено вблизи полупроводящей поверхности, то и в этом случае применение формулы (2) оказывается эффективным. Как и для случая свободного пространства, мы можем задаться распределением тока вдоль проводов, а затем вычислить распределенные э. д. с., необходимые для поддержания заданных токов.

Распространение метода наведенных э. д. с. на случай наличия границы раздела воздух—полупроводящая земля состоит в том, что напряженность поля  $E_z$ , входящая в формулу (2), вычисляется с учетом этой границы раздела.

При наличии границы раздела поле  $E$  можно представить в виде суммы падающего  $E_{\text{пад}}$  и отраженного  $E_{\text{отр}}$  полей.

Тогда формула (3) в этом, более общем, случае примет вид

$$E_z = E_{z\text{пад}} + E_{z\text{отр}} + \sum_{i=2}^n (E_{z\text{пад}} + E_{z\text{отр}}). \quad (\text{III.3.4})$$

Отсюда видно, что такой подход к нахождению комплексной излученной мощности системы проводов, находящейся над землей, не вносит каких-либо принципиальных изменений в методику наведенных э. д. с. Более того, воздействие земли можно уподобить воздействию некоего «проводника», вносящего свою лепту в перераспределение тока в проводе, как это принято объяснять при обосновании метода наведенных э. д. с. При этом степень точности и строгость метода расчета сопротивлений (если здесь не говорить о точности вычисления поля  $E$  с учетом границы раздела) остается той же, что и для случая свободного пространства.

Напряженность поля  $E$  может быть вычислена различными способами. Так, для случая свободного пространства расчет производят с помощью векторного потенциала  $\vec{A}$  и скалярного потенциала  $\varphi$  по формуле

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi. \quad (\text{III.3.5})$$

Если ток вдоль проводов удовлетворяет условию непрерывности, то (5) приводится к виду

$$\vec{E} = -i\omega \vec{A} - i\frac{1}{\mu\omega\epsilon} \text{grad div } \vec{A}. \quad (\text{III.3.6})$$

Поле ближней зоны для антенны, расположенной над полупроводящей землей, оказалось наиболее удобным найти, воспользовавшись методом вектора Герца. Вначале отыскиваются векторы Герца элементарных вибраторов. Вектор Герца провода реальной длины находится суммированием (интегрированием) векторов элементарных вибраторов применительно к каждому конкретному случаю.

Напряженность поля при необходимости определяется по формуле

$$\vec{E} = k_1^2 \vec{P} + \text{grad div } \vec{P}. \quad (\text{III.3.7})$$

Методы вычисления вектора Герца с учетом влияния поверхности раздела воздух—земля рассмотрены в гл. 1. На практике наиболее удобным оказалось применять для составляющих вектора Герца упрощенные выражения, полученные в § 1.4.

Как показал Бехман [62, 157], комплексную мощность и соответственно сопротивление можно найти непосредственно через вектор Герца, минуя вычисление напряженности поля. Ввиду больших удобств, даваемых этим способом, мы остановимся на нем подробнее. При этом покажем, что основной расчетной формуле Бехмана можно придать более простой вид.

Пусть в пространстве находятся два линейных проводника с токами, размещенные вдоль осей  $z$  и  $\xi$  так, как изображено на рис. 1. Тогда, как показал Бехман, взаимную комплексную мощность, излученную этой системой, можно вычислить по формуле

$$W = \left[ P_z \frac{\partial I_\xi^*}{\partial \xi} - I_\xi^* \frac{\partial P_z}{\partial \xi} \right]_{\xi_1}^{\xi_2}, \quad (\text{III.3.8})$$

где  $I_\xi^*$ — величина, комплексно сопряженная с величиной тока  $I_\xi$ ;

$P_z$ — составляющая вектора Герца, обусловленная излучением провода  $z$ .

При вычислении взаимных сопротивлений проводов, у которых токи на концах равны нулю (что удовлетворяет условию непрерывности), второе слагаемое формулы (8), как это нетрудно видеть, обращается в нуль. Вещественная часть (8) даже для случая собственного сопротивления и бесконечно малого радиуса провода имеет конечную величину.

Если необходимо вычислить сопротивление провода с разрывом тока на концах, то обычно вводят сосредоточенные заряды, обеспечивающие выполнение условия непрерывности [63]. Так поступают, например, при вычислении поля по формуле (5). Можно показать, что вычисление поля по формуле (6) без учета концевых зарядов приводит к тем же результатам, что и вычисление по формуле (5) с учетом концевых зарядов.

Интересно отметить, что второе слагаемое (8) соответствует учету концевых зарядов в системах с разрывным током. Если токи системы удовлетворяют условию

непрерывности, то второе слагаемое (8) тождественно обращается в нуль. Докажем это положение, дающее возможность существенно упростить формулу Бехмана.

Выпишем выражение для продольной составляющей напряженности поля

$$E_z = - \left[ \frac{e^{-ik_1 R}}{R} \frac{\partial I_z}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{e^{-ik_1 R}}{R} I_z \right]_{z_1}^{z_2}. \quad (\text{III.3.9})$$

Все обозначения в (9) ясны из рис. 1; множители, учитывающие интенсивность источника, здесь опущены. Второе слагаемое (9) соответствует учету зарядов в случае разрывных токов. Умножим обе части (9) на  $I_\xi^*$  и проинтегрируем от  $\xi_1$  до  $\xi_2$ :

$$W = - \int_{\xi_1}^{\xi_2} E_z I_\xi^* d\xi = \left[ \frac{\partial I_z}{\partial z} \right]_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R}}{R} I_\xi^* d\xi + I_z \int_{\xi_1}^{\xi_2} I_\xi^* \frac{\partial e^{-ik_1 R}}{\partial \xi} \frac{d\xi}{R}. \quad (\text{III.3.10})$$

Далее, воспользовавшись соотношением

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \frac{e^{-ik_1 R}}{R} = - \frac{\partial}{\partial z} \frac{e^{-ik_1 R}}{R}, \quad (\text{III.3.11})$$

получим

$$W = \left[ \frac{\partial I_z}{\partial z} \right]_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R}}{R} I_\xi^* d\xi - I_z \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{e^{-ik_1 R}}{R} I_\xi^* d\xi \right]_{z_1}^{z_2}. \quad (\text{III.3.12})$$

Интегралы, входящие в (12), равны составляющей вектора Герца  $II_\xi$ , обусловленной излучением вибратора  $\xi$ . Иными словами,

$$W = \left[ \frac{\partial I_z}{\partial z} II_\xi - I_z \frac{\partial II_\xi}{\partial z} \right]_{z_1}^{z_2}. \quad (\text{III.3.13})$$

Сравнение (13) с (8) показывает, что различие в этих выражениях состоит лишь в порядке вычисления комплексной мощности. В силу теоремы взаимности сама величина комплексной мощности от порядка вычисления не зависит. Таким образом, указанные выражения вне

зависимости от величин пределов будут тождественно равны друг другу. Более того, будут равны друг другу и соответствующие слагаемые обоих выражений.

Поскольку второе слагаемое (9) и, следовательно, второе слагаемое (13) для токов, удовлетворяющих условию непрерывности, равны тождественно нулю, постольку и в (8) второе слагаемое для этого случая также равно нулю.

Таким образом, формула (8) примет весьма простой вид

$$W = \left[ II_z \frac{\partial I_\xi^*}{\partial \xi} \right]_{\xi_1}^{\xi_2}. \quad (\text{III.3.14})$$

Вывод этой формулы произведен здесь на более общих основаниях, чем предположение равенства токов нулю на концах провода [62]. Необходимость в таком выводе объясняется тем, что на практике существуют излучающие системы, токи которых удовлетворяют условию непрерывности, но нигде не обращаются в нуль (рамки и др.). Для них формула (14) будет так же справедлива, как и для симметричного вибратора.

Если же имеется участок излучающей системы, который имеет условную разрывность тока, то применение формулы (14) справедливо в том смысле, о каком говорилось выше. Отбрасывание второго слагаемого в формуле Бехмана при вычислении комплексной мощности, излученной участком системы с условной разрывностью тока (например, одно плечо симметричного вибратора), означает отбрасывание дополнительных членов в решении, которые при смыкании с решениями для других участков системы и так компенсируют друг друга.

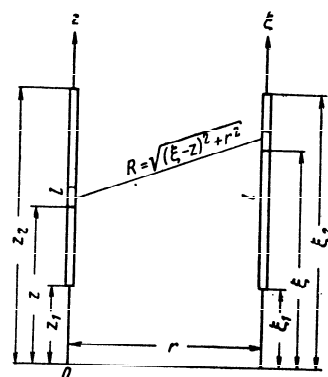


Рис. III.3.1. Схема взаимодействующих вибраторов, размещенных в свободном пространстве.

Электрические величины, характеризующие излучение линейного проводника, находящегося над реальной землей, можно представить в виде двух слагаемых, из которых одно соответствует случаю идеально проводящей земли, а второе — является поправкой, учитывающей конечность значений параметров реальной земли.

Комплексную мощность и сопротивление проводника в соответствии с этим можно также представить в виде двух слагаемых:

$$\begin{aligned} W &= W_{\infty} + \Delta W, \\ Z &= Z_{\infty} + \Delta Z. \end{aligned} \quad (\text{III.3.15})$$

Методы расчета  $Z_{\infty}$  для большинства линейных антенн разработаны и широко освещены в литературе [23, 39]. В настоящей главе основное внимание будет уделено расчету поправочного члена к сопротивлениям  $\Delta Z$ . Такой подход к решению задачи существенно облегчает инженерные расчеты, так как для  $Z_{\infty}$  можно найти подробные таблицы и графики. Кроме того, раздельное определение величин  $Z_{\infty}$  и  $\Delta Z$  позволяет легко оценить погрешности, допускаемые при расчетах, в которых полагают  $k_2 = \infty$ . Все это еще раз подтверждает целесообразность применения метода наведенных э. д. с. для расчета сопротивлений линейных антенн, размещенных над полупроводящей землей.

#### III.4. СОПРОТИВЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВИБРАТОРОВ

Расчет сопротивлений проводов методом наведенных э. д. с. мы начнем с простейшего случая: вычислим сопротивление элементарного вибратора — диполя Герца. Напомним, что диполь Герца — это короткий по сравнению с длиной волны линейный излучатель, у которого амплитуда и фаза тока неизменны по его длине. Сравнение полученных результатов с результатами [40] позволит произвести оценку приближения, которое было принято ранее при получении упрощенных выражений для полей.

Остановимся сначала на вычислении сопротивления диполя Герца, находящегося в свободном пространстве. Указанный расчет необходим для общности построения

решения, хотя сама по себе величина сопротивления диполя Герца известна. Вдоль двух параллельных осей  $z$  и  $\xi$  разместим два вибратора одинаковой длины  $l$  с равномерным распределением тока  $I = I_0 e^{i\omega t}$  (см. рис. 3.1). Начала отсчета осей пусть находятся на одном уровне. Тогда вектор Герца элемента тока вибратора  $z$  в точке наблюдения на поверхности вибратора  $\xi$  запишется как

$$d\Pi = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \frac{e^{-ik_1 R}}{R} dz. \quad (\text{III.4.1})$$

Вектор Герца всего вибратора будет равен

$$\Pi = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R}}{R} dz. \quad (\text{III.4.2})$$

Этот интеграл легче всего решается, если подынтегральное выражение разложить в ряд. При этом, если длину вибратора  $l$  и его радиус  $r$  считать весьма малыми по сравнению с длиной волны (это как раз следует из определения диполя Герца), то при вычислениях можно ограничиться лишь четырьмя членами этого ряда.

Таким образом,

$$\Pi = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{-i\omega t} \left[ \int_0^l \frac{dz}{R} - ik_1 \int_0^l dz - \frac{k_1^2}{2} \int_0^l R dz + \frac{ik_1^3}{6} \int_0^l R^2 dz \right]. \quad (\text{III.4.3})$$

Если, кроме того, ограничиться расчетом вещественной составляющей сопротивления, то в (3) следует оставить лишь мнимые члены, т. е. второй и четвертый интегралы:

$$\begin{aligned} \mathcal{Y}_2 &= -ik_1 l, \\ \mathcal{Y}_4 &= \frac{ik_1^3}{6} \left( r^2 l + \frac{2}{3} l^3 - \xi l^2 + \frac{1}{3} l^3 \right). \end{aligned}$$

Комплексная мощность, необходимая для вычисления сопротивления,

$$W = - \int_0^l EI^* d\xi = - I_0 e^{-i\omega t} \left[ k_1^2 \int_0^l \Pi d\xi + \frac{\partial \Pi}{\partial \xi} \Big|_0^l \right]. \quad (\text{III.4.4})$$

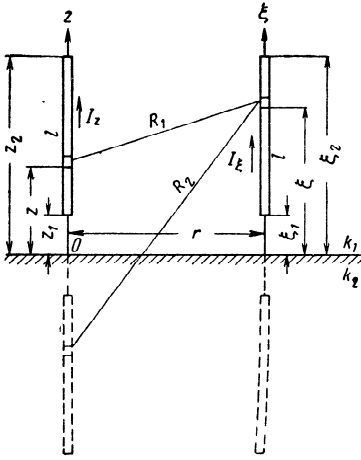


Рис. III.4.1. Схема взаимодействующих вертикальных вибраторов, размещенных над полупроводящей землей.

Поле  $E$  здесь было записано с помощью (III.3.7). Если положить  $r=r_0$  ( $r_0$  — радиус провода), то (4) будет представлять собой мощность, излученную уединенным вибратором.

В первое слагаемое (4) достаточно подставить  $\mathcal{J}_2$ , так как  $\mathcal{J}_1 \ll \mathcal{J}_2$ . Во второе слагаемое вследствие операции дифференцирования необходимо подставить оба интеграла. Производя подстановку, а затем интегрирование и дифференцирование, получаем

$$\operatorname{Re} W = i30I_0^2 \left[ -ik_1^2 l^2 + \frac{1}{3} ik_1^2 l^2 \right], \quad (\text{III.4.5})$$

отсюда

$$\operatorname{Re} Z = 30 \frac{2}{3} (k_1 l)^2 = 80\pi^2 \left( \frac{l}{\lambda} \right)^2, \quad (\text{III.4.6})$$

т. е. получено хорошо известное выражение для входного сопротивления диполя Герца, которое обычно выводится с помощью теоремы Пойнтинга.

Перейдем к рассмотрению вибратора, размещенного вертикально на некоторой высоте от полупроводящей земли (рис. 1). Если ток по вибратору распределяется по закону  $I=I_0 e^{i\omega t}$ , то в соответствии с формулами (I.4.5) и (I.4.27) вектор Герца элемента тока будет равен

$$d\Pi = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left[ \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} - 2ik_1 \frac{k_1}{k_2} \int_R^\infty \frac{e^{-ik_1 t}}{t} dt \right]. \quad (\text{III.4.7})$$

Вектор Герца от всего вибратора выразится суммой интегралов

$$\Pi = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left[ \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} dz + \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dz - 2ik_1 \frac{k_1}{k_2} \int_{z_1}^{z_2} dz \int_R^\infty \frac{e^{-ik_1 t}}{t} dt \right]. \quad (\text{III.4.8})$$

Комплексная мощность системы из двух вибраторов подсчитывается по формуле (3.2). Подставим в нее последовательно интегралы из (8). Подстановка первого интеграла дает ту часть мощности, которая соответствует размещению вибратора в свободном пространстве — случай, рассмотренный ранее. Подстановка второго интеграла после выполнения всех операций, которые вследствие их простоты целесообразно опустить, дает

$$W_2 = \frac{-i30}{k_1} I_0^2 2l^2 \left[ \frac{e^{-ik_1 \xi}}{\xi^3} + ik_1 \frac{e^{-ik_1 \xi}}{\xi^2} \right]. \quad (\text{III.4.9})$$

При этом мы положили  $r=r_0$  и  $R_2 \approx \xi + z = \xi$ .

Подставляя третий интеграл, получаем

$$W_3 = 60 \frac{k_1}{k_2} I_0^2 \left[ -\operatorname{Ci}(k_1 \xi) + i \operatorname{Si}(k_1 \xi) - i \frac{\pi}{2} + ik_1 \frac{e^{-ik_1 \xi}}{\xi} + \frac{e^{-ik_1 \xi}}{\xi^2} \right]. \quad (\text{III.4.10})$$

Суммируя комплексные мощности и деля результат на  $I_0^2$ , получаем комплексное сопротивление вибратора. Вещественная часть его будет равна

$$\operatorname{Re} Z = 30(k_1 l)^2 \left\{ \frac{2}{3} + 2 \frac{\sin k_1 \xi - k_1 \xi \cos k_1 \xi}{(k_1 \xi)^2} - \operatorname{Re} 2 \frac{k_1}{k_2} \left[ -\operatorname{Ci}(k_1 \xi) + i \operatorname{Si}(k_1 \xi) - i \frac{\pi}{2} + \frac{e^{-ik_1 \xi}}{k_1 \xi} + \frac{e^{-ik_1 \xi}}{(k_1 \xi)^2} \right] \right\}. \quad (\text{III.4.11})$$

Перейдем к горизонтальному вибратору. Размещение взаимодействующих вибраторов показано на рис. 2. Со-

ставляющие вектора Герца, обусловленного излучением вибратора  $x$ , будут равны

$$\Pi_x = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left[ \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} dx - \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx + \frac{2i}{k_2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx \right], \quad (\text{III.4.12})$$

$$\Pi_z = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left( -\frac{2i}{k_2} \right) \int_0^l \cos \varphi \left[ \frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \right] dx. \quad (\text{III.4.13})$$

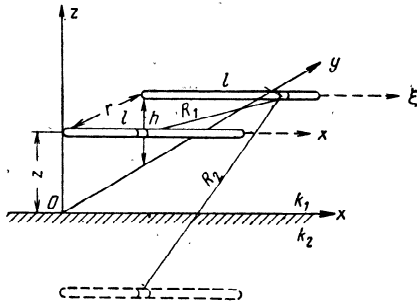


Рис. III.4.2. Схема взаимодействующих горизонтальных вибраторов, размещенных над полупроводящей землей.

Тангенциальная составляющая напряженности поля вычисляется по формуле

$$E_x = k_1^2 \Pi_x + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{\partial \Pi_x}{\partial \xi} + \frac{\partial \Pi_z}{\partial z} \right]. \quad (\text{III.4.14})$$

При равномерном распределении тока по вибраторам комплексная мощность системы будет равна

$$W = -I_0 e^{-i\omega t} \left\{ k_1^2 \int_0^l \Pi_x d\xi + \left[ \frac{\partial \Pi_x}{\partial \xi} + \frac{\partial \Pi_z}{\partial z} \right]_0^l \right\}. \quad (\text{III.4.15})$$

Рассмотрим производную

$$\frac{\partial \Pi_z}{\partial z} = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left( -\frac{2i}{k_2} \right) \frac{\partial}{\partial z} \int_0^l \cos \varphi \frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx. \quad (\text{III.4.16})$$

Введя сюда очевидные соотношения

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} = \frac{\zeta}{r} \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2}, \quad \cos \varphi = \frac{\xi - x}{r}, \quad (\text{III.4.17})$$

после преобразований получаем

$$\frac{\partial \Pi_z}{\partial z} = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left( -\frac{2i}{k_2} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^l (\xi - x) \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx. \quad (\text{III.4.18})$$

В ходе выкладок требуется найти также производную

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ -\frac{i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left( -\frac{2i}{k_2} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx \right] = \\ & = -\frac{i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left( -\frac{2i}{k_2} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^l (\xi - x) \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx. \end{aligned} \quad (\text{III.4.19})$$

Подставляя (12) и (13) в (15) и учитывая (18) и (19), получаем

$$\begin{aligned} W = & \frac{i30}{k_1} I_0^2 \left\{ k_1^2 \int_0^l \left[ \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} dx - \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2i}{k_2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx \right] d\xi + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} dx - \int_0^l \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} dx \right] \right\}_0^l. \quad (\text{III.4.20}) \end{aligned}$$

Если положить, как и раньше,  $k_1 R_1 \ll 1$ ,  $R_2 \approx \zeta$ ,  $r = r_0$  то интегрирование в (20) проводится без особых затруд-



нений. Опуская промежуточные выкладки, выпишем окончательный результат

$$\operatorname{Re} Z = 30 (k_1 l)^2 \left\{ \frac{2}{3} - \frac{\sin(k_1 \zeta)}{k_1 \zeta} + \frac{\sin(k_1 \zeta) - k_1 \zeta \cos k_1 \zeta}{(k_1 \zeta)^2} + \right. \\ \left. + \operatorname{Re} 2 \frac{k_1}{k_2} \left[ i \frac{e^{-i k_1 \zeta}}{k_1 \zeta} + \frac{e^{-i k_1 \zeta}}{(k_1 \zeta)^2} \right] \right\}. \quad (\text{III.4.21})$$

Зоммерфельдом и Реннером для вещественной составляющей сопротивления вертикального вибратора Герца, находящегося над полупроводящей землей, получено следующее выражение:

$$\operatorname{Re} Z = 30 (k_1 l)^2 \left( \frac{2}{3} + 2 \frac{\sin k_1 \zeta - k_1 \zeta \cos k_1 \zeta}{(k_1 \zeta)^3} + K \right), \quad (\text{III.4.22})$$

где

$$K = \frac{1}{k_1^3} \operatorname{Re} \left\{ -i \int_0^\infty \frac{2 \sqrt{v^2 - k_2^2} e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} v^3 dv}{\left[ \left( \frac{k_2}{k_1} \right)^2 \sqrt{v^2 - k_1^2} + \sqrt{v^2 - k_2^2} \right] \sqrt{v^2 - k_1^2}} \right\}. \quad (\text{III.4.23})$$

Сравнение (22) с (11) показывает, что первые два члена этих выражений полностью совпадают. Отличие в третьих членах объясняется введением в решение условия  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$ . Если применить это условие к (23), то

$$K = \frac{1}{k_1^3} \operatorname{Re} 2 k_1 \frac{k_1}{k_2} \int_0^\infty e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} \frac{v^3 dv}{\sqrt{v^2 - k_1^2} \sqrt{v^2 - k_1^2}}. \quad (\text{III.4.24})$$

Решение этого интеграла (лучше всего с помощью подстановки  $t = \sqrt{v^2 - k_1^2}$ ) дает выражение, в точности совпадающее с третьим членом (11).

Аналогично, сравнение решения для горизонтального вибратора, полученного методом наведенных э. д. с., с решением Зоммерфельда — Реннера показывает различие лишь в поправочном члене. Действительно, по-

следний член окончательного выражения в этом случае имеет вид

$$L = \frac{1}{k_1^3} \operatorname{Re} \left[ -i \int_0^\infty e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} \frac{2 \sqrt{v^2 - k_1^2} \sqrt{v^2 - k_2^2} v^2}{\left( \frac{k_2}{k_1} \right)^2 \sqrt{v^2 - k_1^2} + \sqrt{v^2 - k_2^2}} dv \right]. \quad (\text{III.4.25})$$

После введения условия  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$  (25) упрощается:

$$L = \operatorname{Re} \frac{2}{k_1^3} \frac{k_2}{\left( \frac{k_2}{k_1} \right)^2} \int_0^\infty e^{-\zeta \sqrt{v^2 - k_1^2}} v^2 dv, \quad (\text{III.4.26})$$

что после решения интеграла дает результат, в точности совпадающий с последним членом (21).

Остановимся на оценке погрешности, допускаемой при введении условия  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$ . По определению Зоммерфельда — Реннера введение этого условия так, как это сделано выше, соответствует первому приближению в решении задачи. Нулевое приближение получают при  $k_2 = \infty$  (случай идеальной проводимости земли). В работе [40] производится оценка второго приближения, для чего в общем решении были учтены члены, пропорциональные величине  $\left| \frac{k_1}{k_2} \right|^2$  (члены второго порядка). Оказалось, что эти члены для вертикального диполя пренебрежимо малы при любых высотах размещения вибратора. Таким образом, первое приближение для вертикального вибратора дает вполне удовлетворительную точность вне зависимости от высоты размещения.

Несколько иначе обстоит дело с горизонтальным вибратором. При очень малых высотах размещения вибратора над землей поправочные члены второго порядка играют ту же роль, что и поправочные члены первого порядка, учет которых соответствует первому приближению. Зоммерфельдом и Реннером для вещественной составляющей сопротивления диполя Герца было вычис-

лено отношение величины члена второго порядка к величине члена первого порядка

$$\vartheta = \frac{1}{4\pi} \left| \frac{k_1}{k_2} \right| \frac{\lambda}{h}. \quad (\text{III.4.27})$$

Если  $\vartheta=1$ , то поправочный член второго порядка будет по величине близок к поправочному члену первого порядка, и, следовательно, в общем решении его необходимо учитывать. В случае, когда  $\vartheta \ll 1$ , что соответствует условию

$$\frac{h}{\lambda} \gg \frac{1}{4\pi} \left| \frac{k_1}{k_2} \right|, \quad (\text{III.4.28})$$

при вычислении сопротивлений с учетом влияния земли можно ограничиться лишь первым приближением. Таким образом, неравенство (28) является критерием применимости условия  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$ , которое используется нами всюду при выводе выражений для сопротивлений линейных проводов методом наведенных э. д. с.

На рис. 3 приведена зависимость величины  $\frac{1}{4\pi} \left| \frac{k_1}{k_2} \right|$  от частоты применительно к видам почв  $\Pi \frac{5}{10^{-3}}$ ,  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ ,  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$ . График позволяет определить ту высоту, при которой член второго порядка будет в заданное число раз меньше члена первого порядка. Так, для излучателя, работающего на частоте  $f=3 \text{ Мгц}$  и размещенного над почвой  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ ,  $\frac{1}{4\pi} \left| \frac{k_1}{k_2} \right|=0,01$ . Следовательно, поправочный член второго порядка будет составлять не более 20% от члена первого порядка при  $\frac{h}{\lambda} \geq 0,01 \cdot 5 = 0,05$ . При  $\frac{h}{\lambda}=0,01 \cdot 10=0,1$  член второго порядка будет составлять 10% от члена первого порядка.

Из графика видно, что для сухих почв относительные погрешности в вычислении  $\Delta Z$  при прочих равных условиях будут большими, чем для влажных. С ростом частоты при тех же условиях погрешности возрастают.

В вычислении сопротивления горизонтального излучателя при малых высотах погрешность будет практически определяться погрешностью в вычислении  $\Delta Z$ , так как  $Z_\infty$  в этом случае имеет ничтожные значения. Следовательно, для малых высот размещения вибратора приведенные выше оценки второго приближения в вычислении

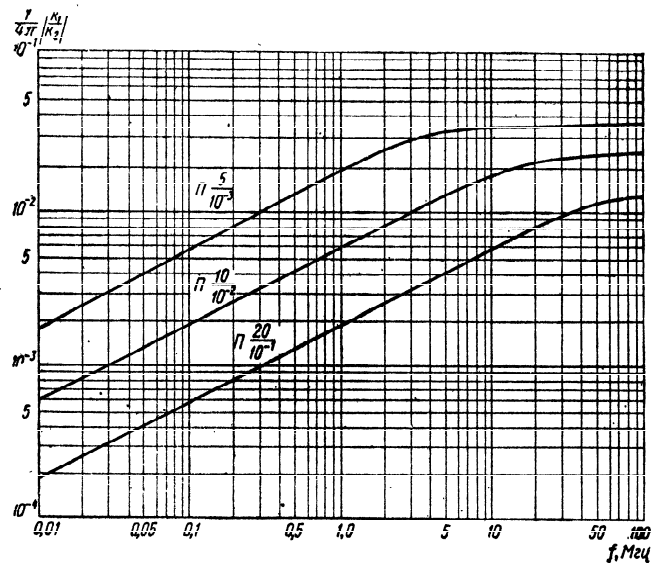


Рис. III.4.3. К определению погрешностей при вычислении сопротивлений с учетом влияния полупроводящей земли.

$\Delta Z$  одновременно являются оценками точности вычисления всего сопротивления излучателя.

На этом мы закончим рассмотрение вибратора Герца. Прделанные выкладки и сравнение полученных результатов с результатами работы Зоммерфельда и Реннера указывают на принципиальную приемлемость метода наведенных э. д. с. для расчета сопротивлений линейных проводов, размещенных над полупроводящей землей. Полученные результаты вследствие введения условия  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$  соответствуют первому приближению

в решении задачи. Окончательная оценка приемлемости этого условия будет произведена далее при изложении результатов экспериментальных исследований.

### III.5. СОПРОТИВЛЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОВОДА ПРОИЗВОЛЬНОЙ ДЛИНЫ

Над плоской безграничной полупроводящей землей, электрические параметры которой характеризуются волновым числом  $k_2$ , разместим два параллельных друг другу провода (см. рис. 4.1). Электрические параметры верхней среды (воздуха) характеризуются волновым числом  $k_1$ . Токи по проводам пусть распределяются по гармоническому закону

$$I_z = I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (z_2 - z)], \quad (III.5.1)$$

$$I_\xi = I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (z_2 - \xi)]. \quad (III.5.2)$$

Тогда в соответствии с результатами § 1.4 вектор Герца провода  $z$  запишется как

$$\begin{aligned} \Pi = & \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left\{ \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} \sin [k_1 (z_2 - z)] dz + \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \times \right. \\ & \left. \times \sin [k_1 (z_2 - z)] dz - 2ik_1 \frac{k_1}{k_2} \int_{z_1}^{z_2} \sin [k_1 (z_2 - z)] dz \int_{\bar{R}}^{\infty} \frac{e^{-ik_1 t}}{t} dt \right\}. \end{aligned} \quad (III.5.3)$$

Обозначим через  $\Pi_{св}$  и  $\Pi_0$  первые два слагаемых, сумма которых  $\Pi_\infty = \Pi_{св} + \Pi_0$  соответствует случаю размещения провода над идеальной землей. Тогда полный вектор Герца с учетом воздействия реальной земли запишется как

$$\Pi = \Pi_\infty + \Delta\Pi, \quad (III.5.4)$$

где через  $\Delta\Pi$  обозначен третий член (3), учитывающий конечность электрических параметров почвы. Точно так же сопротивление провода разобьется на слагаемые

$$Z = Z_{св} + Z_0 + \Delta Z = Z_\infty + \Delta Z, \quad (III.5.5)$$

которые будут вычислены далее. При этом вычисление сопротивления  $Z_\infty$  имеет целью показать общность математических действий при вычислении  $Z_{св}$ ,  $Z_0$  и  $\Delta Z$ . Сами по себе величины  $Z_{св}$  и  $Z_0$  хорошо известны.

Остановимся вначале на  $Z_{св}$ , для чего выпишем отдельно

$$\Pi_{св} = \frac{-i30}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} \sin [k_1 (z_2 - z)] dz. \quad (III.5.6)$$

Входящий в это выражение интеграл хорошо известен из теории излучения [см. приложение 1, формула (П.1.1)], что позволяет сразу же записать

$$\begin{aligned} \Pi_{св} = & -\frac{15}{k_1} I_0 e^{i\omega t} \left[ e^{-ik_1 (z_2 - \xi)} L(k_1 x) \right]_{u_1}^{u_2} + \\ & + e^{ik_1 (z_2 - \xi)} L(k_1 x) \left]_{v_1}^{v_2} \right], \end{aligned} \quad (III.5.7)$$

где введено обозначение

$$L(k_1 x) \Big|_{x_1}^{x_2} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{e^{-ik_1 x}}{x} dx = \text{Ci } k_1 x \Big|_{x_1}^{x_2} - i \text{Si } k_1 x \Big|_{x_1}^{x_2}. \quad (III.5.8)$$

Это обозначение будет всюду применяться в дальнейшем. Подставляя в упрощенную формулу Бехмана

$$Z_{св} = \frac{1}{I_0^2} \left[ \Pi_{св} \frac{\partial I_\xi^*}{\partial \xi} \right]_{\xi_1}^{\xi_2} \quad (III.5.9)$$

выражения для  $\Pi_{св}$  и  $\frac{\partial I_\xi^*}{\partial \xi}$ , получаем

$$\begin{aligned} Z_{св} = & 15 \left[ (1 + e^{-ik_1 l} \cos k_1 l) L(k_1 x) \right]_{\sqrt{l^2 + r_0^2 - l}}^{r_0} + \\ & + (1 + e^{ik_1 l} \cos k_1 l) L(k_1 x) \left]_{\sqrt{l^2 + r_0^2 + l}}^{r_0} \right]. \end{aligned} \quad (III.5.10)$$

В частном случае, когда  $l = \frac{\lambda}{4}$ , (10) принимает вид

$$Z_{\text{св } \lambda/4} = 15 \left[ L(k_1 x) \int_{\sqrt{l^2 + r_0^2 - l}}^{r_0} + L(k_1 x) \int_{\sqrt{l^2 + r_0^2 + l}}^{r_0} \right]. \quad (\text{III.5.11})$$

Вычисление по этой формуле для  $\frac{r_0}{\lambda} = 10^{-3}$  даст

$$Z_{\text{св } \lambda/4} = 24,7 + i27,8 \text{ ом.}$$

Разделяя в (10) вещественную и мнимую составляющие и производя необходимые преобразования, получаем следующие формулы для вычисления активной ( $R$ ) и реактивной ( $X$ ) составляющих собственного сопротивления провода, отнесенных к пучности тока:

$$R = 7,5 [(3 + \cos k_1 2l)(E + \ln k_1 2l - \text{Ci } k_1 2l) - \sin k_1 2l \text{ Si } k_1 2l], \quad (\text{III.5.12})$$

$$X = 7,5 \left[ (3 + \cos k_1 2l) \text{ Si } k_1 2l + \sin k_1 2l \left( \text{Ci } k_1 r_0 - \text{Ci } k_1 2l - \ln \frac{2l}{r_0} \right) \right], \quad (\text{III.5.13})$$

что полностью совпадает с формулами, полученными другими авторами.

Второй интеграл общей формулы (3) взят в приложении 1 [см. формулу (П.3.1)]. Применяя соотношение

$$Z_0 = \frac{1}{I_0^2} \left[ \Pi_0 \frac{\partial I_{\xi}^*}{\partial \xi} \right]_{\xi_1}^{\xi_2}, \quad (\text{III.5.14})$$

получаем

$$Z_0 = 15 \left\{ e^{-ik_1(2l+2h)} \ln \frac{l+2h}{2l+2h} + e^{ik_1(2l+2h)} L(k_1 x) \right\}_{2(l+2h)}^{2(2l+2h)} - \cos k_1 l \left[ e^{-ik_1(l+2h)} \ln \frac{2h}{l+2h} + e^{ik_1(l+2h)} L(k_1 x) \right]_{4h}^{2(l+2h)}. \quad (\text{III.5.15})$$

Для частного случая ( $l = \frac{\lambda}{4}$ ,  $h \rightarrow 0$  и  $\frac{r_0}{\lambda} = 10^{-3}$ ) получаем

$$Z_{\text{св } \lambda/4} = 11,85 - i6,55 \text{ ом.}$$

Отсюда следует, что сопротивление вертикального вибратора с  $l = \frac{\lambda}{4}$ , установленного над идеальной землей, равно

$$Z_{\text{св } \lambda/4} = Z_{\text{св } \lambda/4} + Z_{0\lambda/4} = (24,7 + i27,8) + (11,85 - i6,55) = 36,55 + i21,25 \text{ ом.}$$

Так как входное сопротивление полуволнового вибратора в свободном пространстве равно удвоенному входному сопротивлению четвертьволнового вертикального вибратора, установленного над идеальной землей, то

$$Z_{\text{св } \lambda/2} = 2Z_{\text{св } \lambda/4} = 73,1 + i42,5 \text{ ом.}$$

Мы получили известную, хорошо проверенную различными методами величину. Это свидетельствует о правильности упрощенной формулы Бехмана.

Перейдем к вычислению поправки  $\Delta Z$ .

Комплексную мощность в данном случае необходимо вычислять по общей формуле Бехмана

$$\Delta W = \left[ \Delta \Pi \frac{\partial I_{\xi}^*}{\partial \xi} - I_{\xi}^* \frac{\partial \Delta \Pi}{\partial \xi} \right]_{\xi_1}^{\xi_2}, \quad (\text{III.5.16})$$

так как здесь приходится иметь дело не только с условной разрывностью тока на конце провода (которую можно не учитывать), но и со сложной картиной действия зарядов на поверхности раздела. Применение упрощенной формулы Бехмана при вычислении  $\Delta W$  приводит к погрешностям, которые не исключаются при переходе к излучающей системе в целом.

Выпишем третий интеграл (3) в развернутом виде:

$$\Delta \Pi = -60 \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \int_{z_1}^{z_2} \left[ -\text{Ci}(k_1 R_2) + i \text{Si}(k_1 R_2) - i \frac{\pi}{2} \right] \sin [k_1 (z_2 - z)] dz. \quad (\text{III.5.17})$$

Полагая  $R \approx \xi + z$  и осуществляя подстановку, сводим интегралы в (17) к табличным:

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{\text{Ci } x \sin x}{\text{Si } x \cos x} dx. \quad (\text{III.5.18})$$

Результат интегрирования после преобразований запишется как

$$\Delta \Pi = \frac{60}{k_1} \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \left\{ L[k_1(\xi + z_2)] - \cos k_1 l L[k_1(\xi + z_1)] - \frac{1}{2} e^{i k_1(\xi + z_2)} L(k_1, x) \Big|_{2(\xi + z_1)}^{2(\xi + z_2)} + i \frac{\pi}{2} (1 - \cos k_1 l) \right\}. \quad (\text{III.5.19})$$

Теперь найдем производную  $\frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi$ , записав здесь  $\Delta \Pi$  иначе:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi = -60 \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \int_{z_1}^{z_2} \sin[k_1(z_2 - z)] dz \times \times \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{R_2}^{\infty} \frac{e^{-i k_1 t}}{\sqrt{i^2 - r^2}} dt. \quad (\text{III.5.20})$$

Дифференцирование внутреннего интеграла  $\mathcal{J}_{\text{вн}}$  (оно здесь правомерно, так как интеграл сходится) дает

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \mathcal{J}_{\text{вн}} = -\frac{e^{-i k_1 R_2}}{R_2}. \quad (\text{III.5.21})$$

Отсюда

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi = 60 \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-i k_1 R_2}}{R_2} \sin[k_1(z_2 - z)] dz. \quad (\text{III.5.22})$$

Значение интеграла (22) дается выражением (П.1.3).

Подставляя (19) и (22) с учетом (П.1.3) в (16), после преобразований получаем

$$\begin{aligned} \Delta Z = & -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ \cos k_1 l \left[ \cos k_1 l L(k_1, 2h) - L[k_1(l + 2h)] + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2} e^{i k_1(l + 2h)} L(k_1, x) \Big|_{4h}^{2(l + 2h)} \right] + \sin k_1 l \left[ \frac{1}{2i} e^{-i k_1(l + 2h)} \ln \frac{2h}{l + 2h} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2i} e^{i k_1(l + 2h)} L(k_1, x) \Big|_{4h}^{2(l + 2h)} \right] - \cos k_1 l L[k_1(l + 2h)] + \right. \\ & \left. + L[k_1(2l + 2h)] - \frac{1}{2} e^{i k_1(2l + 2h)} L(k_1, x) \Big|_{2(l + 2h)}^{2(2l + 2h)} + \right. \\ & \left. + i \frac{\pi}{2} (1 - \cos k_1 l) \right\}. \quad (\text{III.5.23}) \end{aligned}$$

Полученное выражение для поправки к сопротивлению обладает удобной для расчетов особенностью: все функции, заключенные в фигурной скобке, не зависят от параметров почвы и зависят лишь от геометрии излучающей системы.

Если  $l = \frac{\lambda}{4}$ , то (23) сводится к

$$\begin{aligned} \Delta Z_{\lambda/4} = & -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ L \left[ k_1 \left( \frac{\lambda}{2} + 2h \right) \right] + \frac{1}{2} e^{i k_1 2h} \times \right. \\ & \times \left[ L \left[ k_1 2 \left( \frac{\lambda}{2} + 2h \right) \right] - 2L \left[ k_1 2 \left( \frac{\lambda}{4} + 2h \right) \right] + \right. \\ & \left. \left. + L(k_1 4h) \right] - \frac{1}{2} e^{-i k_1 2h} \ln \left( 1 + \frac{\lambda}{8h} \right) + i \frac{\pi}{2} \right\}. \quad (\text{III.5.24}) \end{aligned}$$

Эту формулу можно записать в виде

$$\Delta Z_{\lambda/4} = -60 \frac{k_1}{k_2} f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right). \quad (\text{III.5.25})$$

В табл. 1 приведены результаты расчета функции  $f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$ .

В приложении 2 даны значения  $\frac{k_1}{k_2}$  для диапазона частот 0,01 — 100 Мгц.

Таблица Ш.5.1

Результаты расчета функции  $f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$ 

$h/\lambda$	$f_{\lambda/4}(h/\lambda)$	$h/\lambda$	$f_{\lambda/4}(h/\lambda)$
0,01	$-1,77 + i 0,83$	0,15	$0,213 + i 0,22$
0,02	$-1,17 + i 0,81$	0,25	$0,205 - i 0,07$
0,03	$-0,83 + i 0,76$	0,5	$-0,01 + i 0,024$
0,05	$-0,43 + i 0,69$	0,75	$0,077 - i 0,013$
0,1	$0,038 + i 0,48$	1,0	$-0,082 + i 0,007$

Полагая в (24)  $l = \frac{\lambda}{2}$ , получаем выражение для поправки  $\Delta Z$  полуволнового вертикального вибратора

$$\Delta Z = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ L [k_1 (\lambda + 2h)] + 2L \left[ k_1 \left( \frac{\lambda}{2} + 2h \right) \right] + L (k_1 2h) + i2\pi - \frac{1}{2} e^{ik_1 2h} \left[ L [k_1 2 (\lambda + 2h)] - 2L \left[ k_1 2 \left( \frac{\lambda}{2} + 2h \right) \right] + L (k_1 4L) \right] \right\}, \quad (\text{Ш.5.26})$$

Сравнение (26) с выражением, полученным для  $\Delta Z$  полуволнового вибратора Барроу [50], показывает заметное их различие. Проследить ход выкладок в работе [50] оказалось невозможным. Ниже будет дано сравнение результатов расчета по формуле (26) и по формуле Барроу.

Перейдем к количественной оценке поправки  $\Delta Z$  для полуволнового вибратора. В табл. 2 приведены результаты расчета функции  $f_{\lambda/2} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$ .

С помощью этих данных были вычислены поправки  $\Delta Z$  к сопротивлению полуволнового вибратора для длин волн 5, 10 и 30 м (см. табл. 3). Вычисления проводились для трех видов почв:  $\Pi_{10^{-3}}$ ,  $\Pi_{10^{-2}}$ ,  $\Pi_{10^{-1}}$ .

Данные табл. 3 показывают, что поправки  $\Delta Z$  даже для весьма малых высот размещения полуволнового вибратора имеют сравнительно небольшую величину. Так, если

Таблица Ш.5.2

Результаты расчета функции  $f_{\lambda/2} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$ 

$h/\lambda$	$f_{\lambda/2} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$	$h/\lambda$	$f_{\lambda/2} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$
0,017	$-0,678 + i 0,530$	0,1	$+0,096 + i 0,106$
0,025	$-0,459 + i 0,512$	0,12	$+0,128 + i 0,071$
0,033	$-0,316 + i 0,682$	0,25	$+0,032 - i 0,059$
0,05	$-0,122 + i 0,407$	0,38	$-0,029 + i 0,0002$
0,067	$-0,006 + i 0,336$	0,5	$-0,006 + i 0,014$
0,084	$+0,056 + i 0,264$		

бы мы положили  $k_2 = \infty$ , то для  $\frac{h}{\lambda} = 0,025$  и сухой почвы  $\Pi_{10^{-3}}$  по активным сопротивлениям была бы допущена

погрешность в 12–14%. Для  $\frac{h}{\lambda} = 0,1$  погрешность будет составлять около 3%. Для почв более влажных погрешность будет еще меньше. Разумеется, все эти оценки относятся к полуволновому вибратору. В случае несимметричных вибраторов влияние земли ощущается в значительно большей степени.

Приведем сравнительные данные по расчетам, выполненным по формуле (26) и по формуле Барроу. В табл. 4 помещены результаты вычислений  $\text{Re } Z$  для  $\lambda = 5$  м и почвы  $\Pi_{10^{-3}}$ .

По данным Барроу, реальная земля оказывает ничтожное воздействие, которым можно было бы пренебречь, допуская ошибку в несколько единиц процентов. Между тем расчет по формуле (26) для малых высот дает вполне ощутимую поправку, которая составляет в рассмотренном примере  $\frac{21}{73,1} \cdot 100 = 28,7\%$ .

Остановимся на рассмотрении результатов экспериментальной проверки вычисления сопротивлений вертикальных вибраторов с помощью метода наведенных э. д. с. С точки зрения проверки эффективности применения метода предпочтение следовало отдать УКВ диапазону, где следует ожидать максимальные погрешности.

Таблица III.5.3

Значения поправок  $\Delta Z$  к сопротивлению полуволнового вибратора для  $\lambda = 5, 10, 30$  м

$\lambda, \text{ м}$	Почва	$\Delta Z, \text{ ом, для } h/\lambda$		
		0,025	0,1	0,25
5,0	$\Pi \frac{6}{10^{-3}}$	12,7—i 10,6	-1,91—i 2,85	-0,954+i 1,28
	$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$	8,6—i 2,75	-0,38—i 1,84	-0,762+i 1,06
	$\Pi \frac{20}{10^{-1}}$	3,1—i 0,26	-0,01—i 0,64	-0,282+i 0,1
10	$\Pi \frac{6}{10^{-3}}$	11,8—i 11,9	-2,2—i 2,7	-0,852+i 1,4
	$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$	10,2—i 6,4	-1,1—i 2,24	-0,822+i 0,84
	$\Pi \frac{20}{10^{-1}}$	5,2—i 1,1	-0,12—i 1,07	-0,456+i 0,22
30	$\Pi \frac{6}{10^{-3}}$	11,7—i 12,1	-2,25—i 2,68	-0,816+i 1,42
	$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$	9,8—i 8,2	-1,47—i 2,21	-0,744+i 1,0
	$\Pi \frac{20}{10^{-1}}$	6,5—i 2,46	-0,365—i 1,39	-0,546+i 0,372

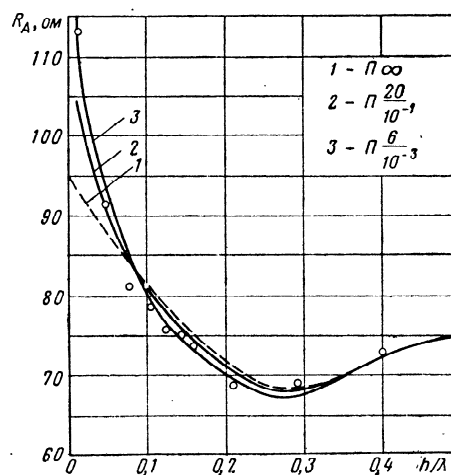
На рис. 1 и 2 нанесены результаты измерений активной составляющей входного сопротивления  $R_A$  вертикального полуволнового вибратора в функции  $\frac{h}{\lambda}$  для волн длиной 5 и 7 м. Измерения проводились на ровной площадке в летнее время; параметры почвы в районе измерений были приблизительно следующими:  $\epsilon_2 = 12 \div 15$ ,  $\sigma_2 = (2 \div 5) \cdot 10^{-2}$  мс/м. При измерениях были приняты меры, практически исключившие влияние на входное сопротивление антенн питающего фидера, измерительной аппаратуры и самого оператора.

154

Таблица III.5.4  
Значение  $\text{Re}Z$  для  $\lambda = 5$  м  
и почвы  $\Pi \frac{6}{10^{-3}}$ 

$h/\lambda$	Расчет по Барроу	Расчет по формуле (26)
0,01	+1,2	21
0,025	+0,95	11
0,05	+0,6	5
0,075	-1,63	-1,0
0,1	-1,06	-2,2

На том же графике приведены расчетные кривые для почв:  $\Pi_\infty$  (кривая 1),  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$  (кривая 2),  $\Pi \frac{6}{10^{-3}}$  (кривая 3). Сравнение этих кривых с экспериментальными результатами свидетельствует о вполне удовлетворительном их совпадении. Эти данные подтверждают относительно малое влияние изменений параметров почвы на входное сопро-

Рис. III.5.1. Зависимость  $R_A$  вертикального полуволнового вибратора от высоты для  $\lambda = 5$  м.

155

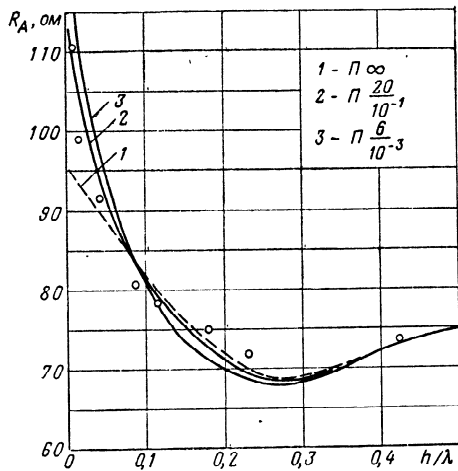


Рис. III.5.2. Зависимость  $R_A$  вертикального полуволнового вибратора от высоты для  $\lambda=7$  м.

тивление вертикального полуволнового вибратора. Лишь на высотах  $h < 0,05\lambda$  заметно увеличение активной составляющей по сравнению со случаем  $\sigma_2 = \infty$ . Совпадение расчетных данных с экспериментальными подтверждает применимость условия  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$  практически для любых высот размещения вертикального провода.

### III.6. СОПРОТИВЛЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПРОВОДА ПРОИЗВОЛЬНОЙ ДЛИНЫ

Перейдем к вычислению сопротивления провода, размещенного параллельно поверхности безграничной полупроводящей земли. Горизонтальный провод может быть элементом той или иной антенной системы или самостоятельным излучателем. Будем предполагать распределение тока вдоль провода синусоидальным, однако ради общности введем на конце провода некоторую нагрузку с соответствующим коэффициентом отражения по току, равному  $p$ . В дальнейшем, в соответствии с приня-

тым законом распределения тока, будем рассматривать лишь случаи с  $p = \pm 1$ .

Схема размещения взаимодействующих вибраторов показана на рис. 4.2. Если пренебречь затуханием, то распределение тока в проводах  $x$  и  $\xi$  запишется в виде

$$I_x = I_{\pi} e^{i\omega t} [e^{-ik_1 x} + p e^{-ik_1(2l-x)}], \quad (\text{III.6.1})$$

$$I_{\xi} = I_{\pi} e^{i\omega t} [e^{-ik_1 x} + p e^{-ik_1(2l-\xi)}], \quad (\text{III.6.2})$$

где  $I_{\pi}$  — амплитуда тока падающей волны в эффективных амперах).

Комплексные мощности, соответствующие сопротивлениям  $Z_{св}$  и  $Z_0$ , можно вычислить, применив упрощенную формулу Бехмана (3.14). Само вычисление не отличается принципиально от приведенных выше вычислений для вертикального вибратора. Поэтому сразу же выпишем результаты, соответствующие условию  $r=r_0$  (случай собственного сопротивления провода):

$$W_{св} = 30 I_{\pi}^2 [(e^{-ik_1 2l} - 2pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}) \times \frac{\sqrt{l^2 + r_0^2} - l}{r_0} + (1 - 2pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}) L(k_1, x) \Big|_{r_0}^{\sqrt{l^2 + r_0^2} + l}], \quad (\text{III.6.3})$$

$$W_0 = 30 I_{\pi}^2 [(e^{-ik_1 2l} - 2pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}) L(k_1, x) \Big|_{r_0}^{\sqrt{l^2 + r_0^2} - l} + (1 - 2pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}) L(k_1, x) \Big|_{r_0}^{\sqrt{l^2 + r_0^2} + l}]. \quad (\text{III.6.4})$$

Перейдем к вычислению  $\Delta Z$ . Как следует из (3.7), правочный член к тангенциальной составляющей напряженности электрического поля, созданного проводом  $x$ , будет иметь вид

$$\Delta E_x = k_1^2 \Delta \Pi_x + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi_x + \frac{\partial}{\partial z} \Delta \Pi_z \right), \quad (\text{III.6.5})$$



где, как это показано в гл. I,

$$\Delta \Pi_x = -\frac{i30}{k_1} \frac{2i}{k_2} \int_0^l I_x \left( \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \right) dx, \quad (\text{III.6.6})$$

$$\Delta \Pi_z = -\frac{i30}{k_1} \left( -\frac{2i}{k_2} \right) \int_0^l I_x \cos \varphi \left( \frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \right) dx. \quad (\text{III.6.7})$$

Формула (5) существенно упрощается, если воспользоваться соотношениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} &= \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2}, \\ \frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} &= \frac{r}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2}, \\ \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} &= \frac{\xi - x}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2}, \\ \cos \varphi &= \frac{\xi - x}{r}. \end{aligned} \quad (\text{III.6.8})$$

Подставив их в (6) и (7), а затем все это в сумму

$$S = \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi_x + \frac{\partial}{\partial z} \Delta \Pi_z,$$

мы убеждаемся, что эта сумма равна нулю. Отсюда

$$\Delta E_x = k_1^2 \Delta \Pi_x. \quad (\text{III.6.9})$$

Таким образом, поправка к комплексной мощности выразится как

$$\Delta \mathcal{W} = -k_1^2 \int_{\xi} \Delta \Pi_x I_x^* d\xi. \quad (\text{III.6.10})$$

Выпишем выражение для  $\Delta \Pi_x$ , учтя (1),

$$\Delta \Pi_x = -\frac{i30}{k_1} \frac{2i}{k_2} I_{II} e^{i\omega t} \int_0^l \left( \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \right) [e^{-ik_1 x} + p e^{-ik_1(2l+x)}] dx \quad (\text{III.6.11})$$

и подставим его в (10):

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{W} &= -60 \frac{k_1}{k_2} I_{II}^2 \int_0^l [e^{-ik_1 \xi} + p e^{-ik_1(2l-\xi)}] d\xi \times \\ &\times \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \int_0^l \frac{e^{-ik_1(R_2+x)}}{R_2} dx + p e^{-ik_1 2l} \int_0^l \frac{e^{-ik_1(R_2-x)}}{R_2} dx \right]. \end{aligned} \quad (\text{III.6.12})$$

Внутренние интегралы берутся по типу интеграла (П.3.1), причем производная от внутренних интегралов будет равна

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \mathcal{J}_{\text{вн}} &= \frac{\zeta}{\xi^2 + r_0^2} \left[ (1-p) e^{-ik_1 R''_2} + \right. \\ &+ (1+p) \frac{e^{-ik_1 R''_2}}{R''_2} e^{-ik_1 l} (\xi - l) - (1 - p e^{-ik_1 2l}) e^{-ik_1 R'_2} - \\ &\left. - (1 + p e^{-ik_1 2l}) \frac{e^{-ik_1 R'_2}}{R'_2} \xi \right], \end{aligned} \quad (\text{III.6.13})$$

где

$$\begin{aligned} R''_2 &= \sqrt{(\xi - l)^2 + \zeta^2 + r_0^2}; \\ R'_2 &= \sqrt{\xi^2 + \zeta^2 + r_0^2}. \end{aligned} \quad (\text{III.6.14})$$

Здесь было принято  $r = r_0$ . При расчете вносимых сопротивлений вместо  $r_0$  необходимо брать расстояние между взаимодействующими проводниками  $r$ . При этом все формулы сохраняют ту же структуру.

В процессе интегрирования по координате  $\xi$  встретятся интегралы

$$\mathcal{J} = \int_0^l e^{-ik_1(R_2 \pm \xi)} d\xi, \quad (\text{III.6.15})$$

$$\mathcal{J} = \int_0^l \frac{e^{-ik_1(R_2 \pm \xi)}}{R_2} (\xi - l) d\xi, \quad (\text{III.6.16})$$

которые рассмотрены в приложении (П.5.1), (П.7.1).

Опуская дальнейшие несложные, но достаточно громоздкие преобразования, выпишем результирующее выражение

$$\Delta W = -60 \frac{k_1}{k_2} J_n^2 \frac{1}{2} \{M(\psi) [1 + e^{-ik_1 2l} - 4pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}] - M(\delta) [e^{-ik_1 2l} - 2pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}] - M(\vartheta) [1 - 2pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}] + N(\psi) [1 + e^{-ik_1 2l} + 4pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l} + p^2 e^{-ik_1 8l}] - N(\delta) [e^{-ik_1 2l} + 2pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}] - N(\vartheta) [1 + 2pe^{-ik_1 2l} + p^2 e^{-ik_1 4l}]\}, \quad (\text{III.6.17})$$

где введены обозначения:

$$M(x) = \frac{\zeta}{-ik_1(\zeta^2 + r_0^2)} e^{-ik_1 x} - \frac{\zeta}{x} e^{-ik_1 x} - ik_1 \zeta L(k_1 x); \quad (\text{III.6.18})$$

$$N(x) = \frac{\zeta}{-ik_1(\zeta^2 + r_0^2)} e^{-ik_1 x} + \frac{\zeta}{x} e^{-ik_1 x} + ik_1 \zeta L(k_1 x); \quad (\text{III.6.19})$$

$$\delta = \sqrt{l^2 + \zeta^2 + r_0^2} - l; \quad \vartheta = \sqrt{l^2 + \zeta^2 + r_0^2} + l; \quad \psi = \sqrt{\zeta^2 + r_0^2}. \quad (\text{III.6.20})$$

Для провода, не нагруженного на конце,  $p = -1$ , поэтому

$$J_n = \frac{I_{\text{вх}}}{1 - e^{-ik_1 2l}} = -\frac{i}{2} I_0 e^{-ik_1 l}, \quad (\text{III.6.21})$$

где  $I_{\text{вх}}$  — ток на входе провода.

Таким образом, для  $p = -1$

$$\Delta Z = -15 \frac{k_1}{k_2} [-2M(\psi)(1 + \cos^2 k_1 l) + M(\vartheta)(1 + \cos^2 k_1 l - i \sin k_1 l \cos k_1 l) + M(\delta)(1 + \cos^2 k_1 l + i \sin k_1 l \cos k_1 l) + N(\psi) 2 \sin^2 k_1 l - N(\delta)(\sin^2 k_1 l - i \sin k_1 l \cos k_1 l) - N(\vartheta)(\sin^2 k_1 l + i \sin k_1 l \cos k_1 l)]. \quad (\text{III.6.22})$$

Здесь  $\Delta Z$  отнесено к пучности тока.

При  $l = \frac{\lambda}{4}$  (22) преобразуется к виду

$$\Delta Z_{\lambda/4} = -15 \frac{k_1}{k_2} [-2M(\psi) + M(\vartheta) + M(\delta) + 2N(\psi) - N(\vartheta) - N(\delta)]. \quad (\text{III.6.23})$$

После подстановки значений функций  $M(x)$  и  $N(x)$  для  $\zeta \gg r_0$  получим

$$\Delta Z_{\lambda/4} = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ e^{-ik_1 \zeta} - i \frac{l}{\zeta} e^{-ik_1 \sqrt{l^2 + \zeta^2}} - \frac{1}{2} ik_1 \zeta \times [L(k_1 x) \Big|_{\zeta}^{\sqrt{l^2 + \zeta^2} + l} + L(k_1 x) \Big|_{\zeta}^{\sqrt{l^2 + \zeta^2} - l}] \right\}. \quad (\text{III.6.24})$$

Таблица III.6.1

Результаты вычисления функции  $f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$

$h/\lambda$	$f_{\lambda/h}(h/\lambda)$	$h/\lambda$	$f_{\lambda/h}(h/\lambda)$
0,01	-11,61 - i 0,022	0,2	-0,077 + i 0,403
0,02	-5,45 + i 0,083	0,3	0,195 + i 0,174
0,05	-1,88 + i 0,348	0,4	0,166 - i 0,105
0,1	-0,55 + i 0,373	0,5	-0,023 - i 0,16

В табл. 1 приводятся результаты вычисления функции  $f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$ . Отметим, что условие  $\zeta \gg r_0$  не является принципиальным и применено здесь лишь для упрощения общего вида формулы (24).

Полагая в (22)  $l = \frac{\lambda}{2}$ , получаем

$$\Delta Z_{\lambda/2} = -15 \frac{k_1}{k_2} [-4M(\psi) + 2M(\vartheta) + 2M(\delta)]. \quad (\text{III.6.25})$$

Подстановка в (25) значений  $M(x)$  при упрощающем условии  $\zeta \gg r_0$  дает

$$\Delta Z_{\lambda/2} = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ \frac{e^{-ik_1 \zeta}}{ik_1 \zeta} + \frac{e^{-ik_1 \sqrt{l^2 + \zeta^2}}}{ik_1 \zeta} + e^{-ik_1 \zeta} + \frac{\sqrt{l^2 + \zeta^2}}{\zeta} e^{-ik_1 \sqrt{l^2 + \zeta^2}} - \frac{1}{2} ik_1 \zeta [L(k_1 x) \Big|_{\zeta}^{\sqrt{l^2 + \zeta^2} + l} + L(k_1 x) \Big|_{\zeta}^{\sqrt{l^2 + \zeta^2} - l}] \right\}. \quad (\text{III.6.26})$$

Таблица III.6.2

Результаты вычисления функции  $f_{\lambda/2} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$

$h/\lambda$	$f_{\lambda/2}(h/\lambda)$	$h/\lambda$	$f_{\lambda/2}(h/\lambda)$
0,01	-25,0 - i 0,343	0,4	0,644 - i 0,435
0,02	-12,59 + i 0,308	0,5	-0,154 - i 0,645
0,05	-5,19 + i 0,737	0,6	-0,5 - i 0,083
0,1	-2,47 + i 1,312	0,8	-0,288 + i 0,297
0,2	-0,186 + i 1,478	1,0	-0,046 - i 0,318
0,3	0,862 + i 0,547		

В табл. 2 приведены результаты вычисления функции  $f_{\lambda/2} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$ .

На рис. 1 в качестве примера приведены расчетные кривые активной составляющей входного сопротивления  $R$  полуволнового вибратора в функции от  $h/\lambda$ . Расчеты проводились для почв:  $\Pi_{\infty}$  (кривая 1),  $\Pi_{\frac{20}{10^{-1}}}$  (кривая 2),  $\Pi_{\frac{10}{10^{-2}}}$  (кривая 3),  $\Pi_{\frac{5}{10^{-3}}}$  (кривая 4) применительно к  $\lambda = 5$  м. На том же графике (кривые 5 и 6, почвы соответственно  $\Pi_{\frac{20}{1,1 \cdot 10^{-1}}}$  и  $\Pi_{\frac{7}{2,8 \cdot 10^{-2}}}$ ) нанесены расчетные данные, заимствованные из [49].

График рис. 1 показывает, что при малых высотах сопротивления  $R$  вибратора имеют весьма большие значения. При этом для  $\frac{h}{\lambda} < 0,05$  в общей величине  $R$  основную роль играет поправка  $\Delta R$ , обусловленная конечной проводимостью почвы. Если  $\frac{h}{\lambda} \rightarrow 0$ , то  $R \rightarrow \infty$ , что согласуется с результатами, полученными Зоммерфельдом и Реннером для диполя Герца [40]. Этот чисто теоретический вывод не должен вызывать недоразумений. В работе [40] показано, что при этом излучаемая в верхнее полупространство мощность остается конечной величиной. Действительная картина изменения величины  $R$  от  $h/\lambda$  будет отличаться от теоретической как за счет неточ-

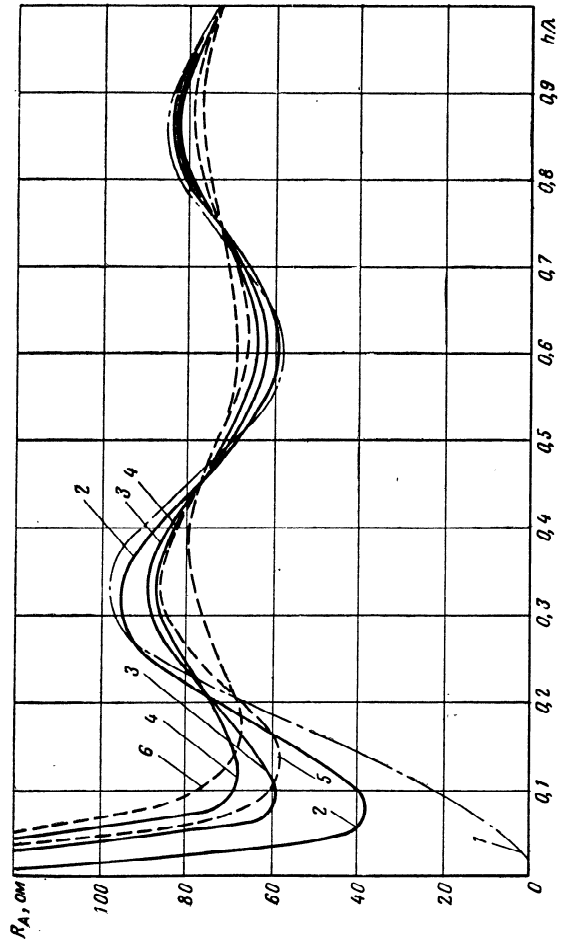


Рис. III.6.1. Сравнение расчетных величин  $R_A$  горизонтального полуволнового вибратора для  $\lambda = 5$  м.

ностей, обусловленных приближениями, связанными с условием  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$ , так и за счет отличия истинного распределения тока по вибратору при очень малых  $h/\lambda$  от принятого в теоретических расчетах гармонического распределения. Реально активная составляющая входного сопротивления вибратора, лежащего на земле ( $h/\lambda = 0$ ), является величиной конечной.

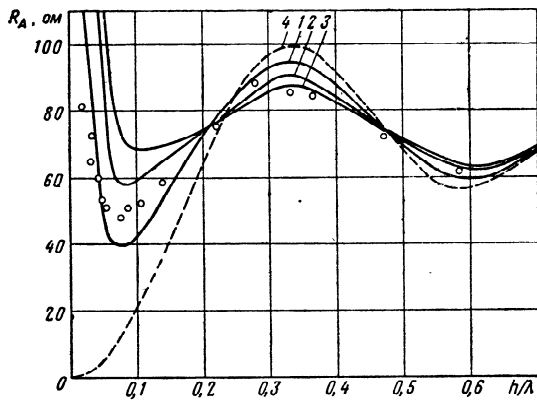


Рис. III.6.2. Зависимость  $R_A$  горизонтального полу-волнового вибратора от высоты для  $\lambda = 4,28$  м.

По мере увеличения  $h/\lambda$   $\Delta R$  резко уменьшается (см. табл. 2) и основную роль начинает играть величина  $R_\infty$ . Кривая  $R$  осциллирует около величины сопротивления полуволнового вибратора, размещенного в свободном пространстве (73,1 ом). В пределе, при  $h \rightarrow \infty$ , величина  $\Delta R \rightarrow 0$  и  $R \rightarrow 73,1$  ом.

Сравнение результатов расчета по методу наведенных э. д. с. с расчетами, выполненными в [49], показывает их качественное совпадение. Количественные данные результатов, однако, заметно расходятся. Так, величины  $R$  практически для одной и той же почвы  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  в области  $h/\lambda < 0,1$  разнятся более чем в два раза. По-

следнее объясняется различием в принятых законах распределения тока.

Перейдем к экспериментальным оценкам величин  $h/\lambda$ , при которых метод наведенных э. д. с. применим для вычисления сопротивлений горизонтальных проводов. Как и для вертикального вибратора, такого рода измерения

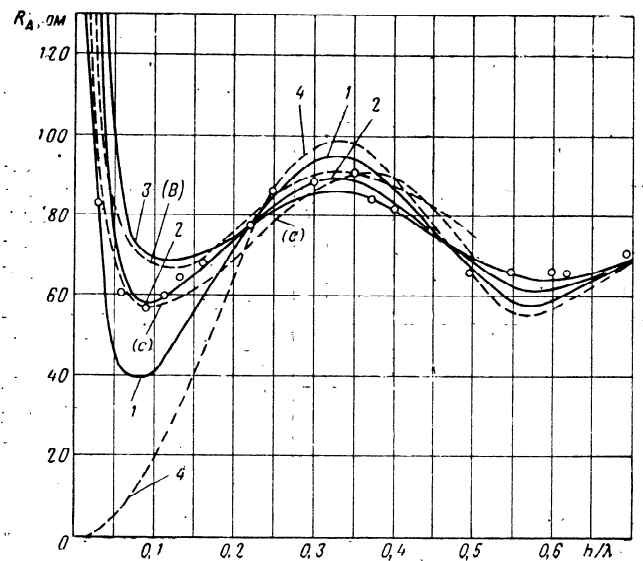


Рис. III.6.3. Зависимость  $R_A$  горизонтального полуволнового вибратора от высоты для  $\lambda = 5$  м.

целесообразно проводить в диапазоне метровых волн, где условие  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$  выполняется, вообще говоря, весьма приближенно.

На рис. 2, 3 и 4 приведены результаты измерений активной составляющей входного сопротивления полуволнового вибратора для длин волн 4,28; 5 и 7,5 м соответственно. Расчетные данные (сплошные кривые) приводят-

ся для почв  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$  (кривая 1),  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  (кривая 2),  $\Pi \frac{5}{10^{-3}}$  (кривая 3),  $\Pi_{\infty}$  (кривая 4).

Измерения показали, что на высотах  $h > 0,2\lambda$  изменение  $R$  имеет тот же характер, что и в случае идеально проводящей земли. При этом количественно они мало отличаются друг от друга. На величину  $R$  существенное

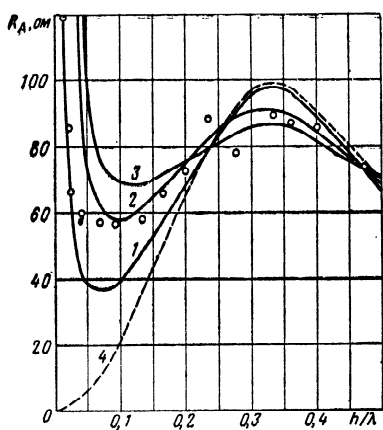


Рис. III.6.4. Зависимость  $R_A$  горизонтального полуволнового вибратора от высоты для  $\lambda = 7,5$  м.

На рис. 5 приведены кривые для сравнения расчетных данных, полученных методом наведенных э. д. с., с экспериментальными данными, опубликованными в свое время Татаринovem [65]. Расчет и измерения проводились для  $\lambda = 29,8$  м; параметры почвы при измерениях не определялись.

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов, приведенных выше, показывает, что в диапазоне метровых волн метод наведенных э. д. с. применительно к горизонтальному вибратору дает вполне приемлемую точность вплоть до высот  $h \lesssim 0,05\lambda$ .

влияние полупроводящая земля оказывает на высотах  $h < 0,2\lambda$ . Кривые  $R$  имеют здесь минимум, который в зависимости от параметров почвы соответствует высотам  $h = (0,05 \div 0,01)\lambda$ . При  $h \rightarrow 0$  активная составляющая резко возрастает.

На рис. 3 для сравнения нанесены также экспериментальные результаты, полученные Проктором [64] для настроенного в резонанс вибратора ( $\lambda = 5$  м). Кривая  $B$ , по определению Проктора, относится к сухой почве, а кривая  $c$  — к влажной.

По мере приближения вибратора к земле расчетные данные все более расходятся с экспериментальными, что объясняется не только недостаточностью первого приближения для малых высот, но и усиливающимся влиянием земли на распределение тока вдоль вибратора. Нахождение истинного распределения тока в линейном

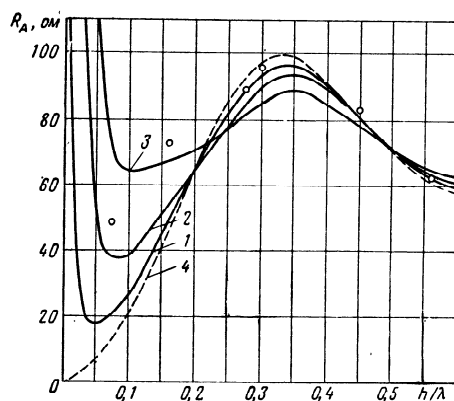


Рис. III.6.5. Зависимость  $R_A$  горизонтального вибратора от высоты для  $\lambda = 29,8$  м. Эксперимент по Татаринovu.

проводнике, размещенном вблизи полупроводящей земли, сопряжено с большими трудностями и выходит за рамки настоящей книги.

В диапазоне коротких волн погрешности метода наведенных э. д. с. практически ощущаются лишь при высотах  $h < 0,01\lambda$ .

### III.7. ВЗАИМНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОВОДОВ, РАЗМЕЩЕННЫХ ПОД УГЛОМ ДРУГ К ДРУГУ

Многие излучающие системы состоят из проводников, расположенных под углом друг к другу, находясь при этом в разных плоскостях. Кроме того, они могут быть произвольным образом ориентированными относи-

тельно поверхности земли. При расчете сопротивлений таких систем возникает необходимость определения их взаимных сопротивлений с учетом воздействия земли. Для произвольного размещения проводников друг относительно друга и земли решение этой задачи встречает

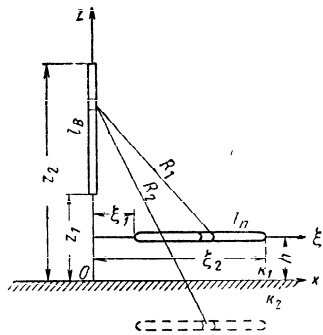


Рис. III.7.1. К расчету взаимного сопротивления двух проводов, один из которых перпендикулярен, а другой параллелен земле.

значительные затруднения, чем, собственно, и объясняется то, что такого общего решения еще не найдено. Далее будут рассмотрены два частных случая: вычисление методом наведенных э. д. с. взаимного сопротивления двух проводов, один из которых перпендикулярен, а другой параллелен земле, и вычисление тем же методом взаимного сопротивления двух проводов, находящихся под углом друг к другу и расположенных в одной плоскости, параллельной

поверхности земли. При этом мы здесь остановимся лишь на расчете поправки  $\Delta Z$  к взаимному сопротивлению.

Схема взаимодействующих вибраторов для первого случая приведена на рис. 1. Поправка к вертикальной составляющей электрического поля, созданного вибратором  $\xi$ ,

$$\Delta E_z = k_1^2 \Delta \Pi_z + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \Delta \Pi_\xi}{\partial x} + \frac{\partial \Delta \Pi_z}{\partial z} \right), \quad (III.7.1)$$

где  $\Delta \Pi_z$  и  $\Delta \Pi_\xi$  — поправки к вертикальной и горизонтальной составляющим вектора Герца вибратора  $\xi$ .

Поскольку, как показано в § III.6,

$$\frac{\partial}{\partial x} \Delta \Pi_\xi + \frac{\partial}{\partial z} \Delta \Pi_z = 0,$$

то

$$\Delta E_z = k_1^2 \Delta \Pi_z, \quad (III.7.2)$$

отсюда

$$\Delta W = -k_1^2 \int_{z_1}^{z_2} \Delta \Pi_z I_z^* dz. \quad (III.7.3)$$

Задавшись, как и ранее, гармоническим распределением токов вдоль проводов

$$I_\xi = I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)], \quad (III.7.4)$$

$$I_z = I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (z_2 - z)], \quad (III.7.5)$$

поправку к сопротивлению запишем в виде

$$\Delta Z = 60 \frac{k_1}{k_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi \frac{\partial}{\partial r} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \sin [k_1 (z_2 - z)] dz. \quad (III.7.6)$$

В (6) было учтено, что для рассматриваемого размещения вибраторов  $\cos \varphi = 1$ .

Дифференцирование внутреннего интеграла  $J_{вн}$  дает

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} J_{вн} = & -i \frac{e^{-ik_1 R_2'}}{r} + i \frac{e^{-ik_1 R_2'}}{r} \cos k_1 l_B + \\ & + \frac{e^{-ik_1 R_2'}}{r R_2'} (z_1 + h) \sin k_1 l_B, \end{aligned} \quad (III.7.7)$$

где

$$R_2' = \sqrt{(x - \xi)^2 + (z_1 + h)^2}; \quad R_2'' = \sqrt{(x - \xi)^2 + (z_2 + h)^2}. \quad (III.7.8)$$

Подставляя (7) в (6), получаем

$$\begin{aligned} \Delta Z = & -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ -i \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R_2''}}{r} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi + \right. \\ & + i \cos k_1 l_B \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R_2''}}{r} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi + \\ & \left. + (z + h) \sin k_1 l_B \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R_2''}}{r R_2''} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi \right\}. \end{aligned} \quad (III.7.9)$$

В приложениях (П.1.8), (П.1.9), (П.1.10) приводится решение интегралов формулы (9). Выпишем окончательный результат этих решений:

$$\begin{aligned} \Delta Z = & -60 \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{2} \left[ e^{-ik_1(\xi_2-r_0)} P''(x) \Big|_{t_1}^{t_2} - e^{ik_1(\xi_2-r_0)} P''(x) \Big|_{s_1}^{s_2} - \right. \\ & \left. - \cos k_1 l_B e^{-ik_1(\xi_2-r_0)} P'(x) \Big|_{\eta_1}^{\eta_2} + \cos k_1 l_B e^{ik_1(\xi_2-r_0)} P'(x) \Big|_{\gamma_1}^{\gamma_2} + \right. \\ & \left. + i \sin k_1 l_B e^{-ik_1(\xi_2-r_0)} Q'(x) \Big|_{\eta_1}^{\eta_2} - i \sin k_1 l_B e^{ik_1(\xi_2-r_0)} Q'(x) \Big|_{\gamma_1}^{\gamma_2} \right], \end{aligned} \quad (\text{III.7.10})$$

где

$$P'(x) = -L(k_1 x) + e^{-ik_1 \zeta'} L[k_1(x - \zeta')] + e^{ik_1 \zeta'} L[k_1(x + \zeta)]; \quad (\text{III.7.11})$$

$$P''(x) = -L(k_1 x) + e^{-ik_1 \zeta''} L[k_1(x - \zeta'')] + e^{ik_1 \zeta''} L[k_1(x + \zeta''); \quad (\text{III.7.12})$$

$$Q'(x) = e^{-ik_1 \zeta'} L[k_1(x - \zeta')] - e^{ik_1 \zeta'} L[k_1(x + \zeta)]; \quad (\text{III.7.13})$$

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= \sqrt{\zeta''^2 + (\xi_1 - r_0)^2} - (\xi_1 - r_0); \\ t_2 &= \sqrt{\zeta''^2 + (\xi_2 - r_0)^2} - (\xi_2 - r_0); \\ s_1 &= \sqrt{\zeta''^2 + (\xi_1 - r_0)^2} + (\xi_1 - r_0); \\ s_2 &= \sqrt{\zeta''^2 + (\xi_2 - r_0)^2} + (\xi_2 - r_0); \\ \eta_1 &= \sqrt{\zeta'^2 + (\xi_1 - r_0)^2} - (\xi_1 - r_0); \\ \eta_2 &= \sqrt{\zeta'^2 + (\xi_2 - r_0)^2} - (\xi_2 - r_0); \\ \gamma_1 &= \sqrt{\zeta'^2 + (\xi_1 - r_0)^2} + (\xi_1 - r_0); \\ \gamma_2 &= \sqrt{\zeta'^2 + (\xi_2 - r_0)^2} + (\xi_2 - r_0); \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.7.14})$$

$$\begin{aligned} \zeta' &= z_1 + h; \\ \zeta'' &= z_2 + h. \end{aligned} \quad (\text{III.7.15})$$

В частном случае, когда  $l_B = l_H = \frac{\lambda}{4}$  и  $z_1 = h$ , формула (10) принимает вид

$$\begin{aligned} \Delta Z_{\lambda/4} = & -60 \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{2} \left[ -i e^{-ik_1 d} P''(x) \Big|_{t_1}^{t_2} - \right. \\ & \left. - i e^{ik_1 d} P''(x) \Big|_{s_1}^{s_2} + e^{-ik_1 d} Q'(x) \Big|_{\eta_1}^{\eta_2} + e^{ik_1 d} Q'(x) \Big|_{\gamma_1}^{\gamma_2} \right], \end{aligned} \quad (\text{III.7.16})$$

где  $d$  — расстояние от поверхности вертикального вибратора до торца горизонтального вибратора.

Формуле (10) можно также придать общий вид

$$\Delta Z = -60 \frac{k_1}{k_2} f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right).$$

В табл. 1 приведены результаты расчета  $f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$  по формуле (16) для  $\frac{d}{\lambda} = 10^{-3}$ .

Таблица Ш.7.1

Результаты расчета  $f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$

$h/\lambda$	$f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$	$h/\lambda$	$f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda} \right)$
0.01	$-0,906 + i 0,187$	0,2	$-0,053 - i 0,082$
0.02	$-0,903 + i 0,166$	0,3	$0,225 - i 0,438$
0,05	$-0,354 + i 0,142$	0,4	$-0,0025 - i 0,054$
0,1	$-0,117 + i 0,116$	0,5	$0,045 - i 0,036$

Взаимное сопротивление рассматриваемой системы можно также рассчитать и путем определения влияния вертикального провода на горизонтальный. При всех прочих равных условиях получается та же величина

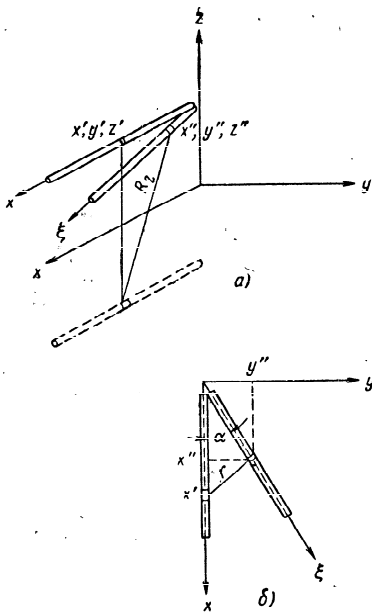


Рис. III.7.2. К расчету взаимного сопротивления проводов, параллельных земле и расположенных под углом друг к другу.

На рис. 2

$$R_2 = \sqrt{(x'' - x')^2 + (y'' - y')^2 + (z'' - z')^2} = \sqrt{\zeta^2 + r^2}, \quad (\text{III.7.17})$$

где

$$r^2 = (x'' - x')^2 + (y'' - y')^2; \\ \zeta^2 = (z'' - z')^2.$$

Вычислим поправку к касательной к проводу  $\xi$  составляющей поля, созданного проводником  $x$ :

$$\Delta E_\xi = \Delta E_x \cos \alpha + \Delta E_y \sin \alpha, \quad (\text{III.7.18})$$

взаимного сопротивления, что следует из теоремы взаимности.

Полученные расчетные формулы относятся лишь к случаю, когда распределение тока по взаимодействующим проводникам такое, что на одном из концов каждого проводника ток равен нулю. Соответствующие расчетные формулы для другого распределения тока (например, в Т-образных антеннах) можно получить, следуя ранее приведенным выкладкам.

Схема взаимодействующих проводников для второго случая показана на рис. 2. Оба проводника длиной  $l_x$  и  $l_\xi$  находятся в одной плоскости, параллельной плоскости земли (плоскость  $хоу$ ), и размещаются один относительно другого под углом  $\alpha$ .

где

$$\Delta E_x = k_1^2 \Delta \Pi_x + \frac{\partial}{\partial x''} \left( \frac{\partial}{\partial x''} \Delta \Pi_x + \frac{\partial}{\partial z''} \Delta \Pi_z \right); \quad (\text{III.7.19})$$

$$\Delta E_y = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial}{\partial x''} \Delta \Pi_x + \frac{\partial}{\partial z''} \Delta \Pi_z \right). \quad (\text{III.7.20})$$

Так как выше было показано, что

$$\frac{\partial}{\partial x''} \Delta \Pi_x + \frac{\partial}{\partial z''} \Delta \Pi_z = 0, \quad (\text{III.7.21})$$

то

$$\Delta E_x = k_1^2 \Delta \Pi_x, \quad \Delta E_y = 0. \quad (\text{III.7.22})$$

Таким образом, поправка к комплексной мощности выразится формулой

$$\Delta W = -\cos \alpha k_1^2 \int_{\xi_1}^{\xi_2} I_\xi^2 \Delta \Pi_x dx. \quad (\text{III.7.23})$$

Приняв распределение тока вдоль проводов синусоидальным:

$$I_x = I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (x_2 - x)], \\ I_\xi = I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)], \quad (\text{III.7.24})$$

получим следующее выражение для поправки к сопротивлению, отнесенному к пучности тока:

$$\Delta Z = -60 \frac{k_1}{k_2} \cos \alpha \int_{\xi_1}^{\xi_2} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi \frac{\partial}{\partial \xi} \times \\ \times \int_{x_1}^{x_2} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \sin [k_1 (x_2 - x)] dx. \quad (\text{III.7.25})$$

Внутренний интеграл хорошо известен по предшест-



вующим выкладкам, поэтому здесь целесообразно выписать лишь результат дифференцирования

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \zeta} \mathcal{J}_{\text{вн}} = & -i \frac{\zeta}{(y'' - y')^2 + \zeta^2} e^{-ik_1 R'_a} + \\ & + i \frac{\zeta}{(y'' - y')^2 + \zeta^2} e^{-ik_1 R'_a} \cos k_1 l_x + \\ & + \frac{\zeta}{(y'' - y')^2 + \zeta^2} \frac{e^{-ik_1 R'_a}}{R'_a} (x'' - x') \sin k_1 l_x. \end{aligned} \quad (\text{III.7.26})$$

Из рис. 2 следует, что

$$x'' = \xi \cos \alpha, \quad y'' = \xi \sin \alpha, \quad y' = r_0, \quad (\text{III.7.27})$$

отсюда

$$\begin{aligned} R''_a = & \sqrt{(\xi \cos \alpha - x_2)^2 + (\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2}, \\ R'_a = & \sqrt{(\xi \cos \alpha - x_1)^2 + (\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2}. \end{aligned} \quad (\text{III.7.28})$$

Подставив (26) в (25) и учтя (27) и (28), получим

$$\begin{aligned} \Delta Z = & -60 \frac{k_1}{k_2} \zeta \cos \alpha \left\{ -i \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R''_a} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} + \right. \\ & + i \cos k_1 l_x \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R'_a} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} - \\ & \left. - \sin k_1 l_x \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\xi \cos \alpha - x_1}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} \frac{e^{-ik_1 R'_a}}{R'_a} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi \right\}. \end{aligned} \quad (\text{III.7.29})$$

Весь ход интегрирования приведен в приложении [см. формулы (П.1.11), (П.1.23), (П.1.26)].

Конечное выражение будет иметь вид

$$\begin{aligned} \Delta Z = & -60 \frac{k_1}{k_2} \left[ -\zeta \cos \alpha e^{-ik_1 \xi_2} T(t) \Big|_{t_1}^{t_2} - \right. \\ & - \zeta \cos \alpha e^{ik_1 \xi_2} T(s) \Big|_{s_1}^{s_2} + \zeta \cos \alpha \cos k_1 l_x \times \\ & \times e^{-ik_1 \xi_2} T(\gamma) \Big|_{\gamma_1}^{\gamma_2} + \zeta \cos \alpha \cos k_1 l_x e^{ik_1 \xi_2} T(\beta) \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + i\zeta \cos \alpha \sin k_1 l_x e^{-ik_1 \xi_2} T'(\gamma) \Big|_{\gamma_1}^{\gamma_2} + \\ & + i\zeta \cos \alpha \sin k_1 l_x e^{ik_1 \xi_2} T'(\beta) \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} \Big]. \end{aligned} \quad (\text{III.7.30})$$

В (30) введено обозначение

$$\begin{aligned} T(x) = & A_x e^{-ik_1 x} L[k_1(x - x_a)] + \\ & + B_x e^{-ik_1 x} L[k_1(x - x_b)] + C_x e^{-ik_1 x} L[k_1(x - x_c)] + \\ & + D_x e^{-ik_1 x} L[k_1(x - x_d)]. \end{aligned} \quad (\text{III.7.31})$$

Выражение для  $T'(x)$  можно получить из (31) заменой коэффициентов  $A, B, C$  и  $D$  на коэффициенты  $A', B', C'$  и  $D'$  (см. приложение).

Следует заметить, что полученное выше решение выражается через интегральные синусы и косинусы от комплексного аргумента. Это создает определенные трудности при расчете, так как таблиц указанных функций от комплексного аргумента в литературе нет. В приложении 3 показан простейший метод вычисления интеграла

$$L(k_1 z) \Big|_{z_1}^{z_2} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 z}}{z} dz \quad (\text{III.7.32})$$

при пределах из комплексных величин  $z_1$  и  $z_2$ .

Для частного случая  $l_x = l_\xi = \frac{\lambda}{4}$  формула (30) упрощается:

$$\begin{aligned} \Delta Z = & -60 \frac{k_1}{k_2} \left[ i\zeta \cos \alpha T(t) \Big|_{t_1}^{t_2} - i\zeta \cos \alpha T(s) \Big|_{s_1}^{s_2} + \right. \\ & + \zeta \cos \alpha T'(\gamma) \Big|_{\gamma_1}^{\gamma_2} - \zeta \cos \alpha T'(\beta) \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} \Big] = -60 \frac{k_1}{k_2} f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda}, \alpha \right). \end{aligned} \quad (\text{III.7.33})$$

На рис. 3 и 4 приведены в виде графиков результаты расчета вещественной и мнимой составляющих функции  $f_{\lambda/4} \left( \frac{h}{\lambda}, \alpha \right)$ .

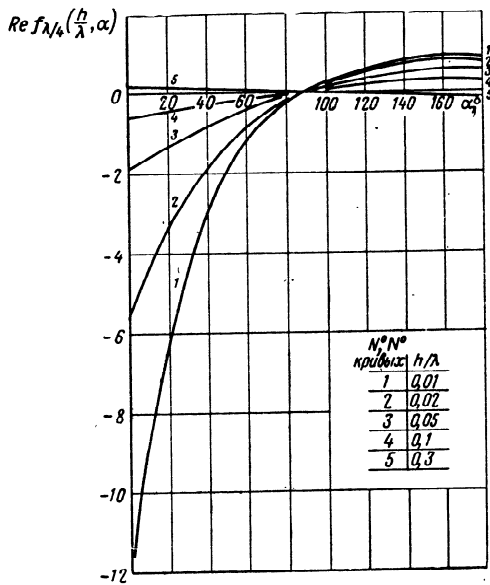


Рис. III.7.3. График функции  $\text{Re } f_{M4} \left( \frac{h}{\lambda}, \alpha \right)$ .

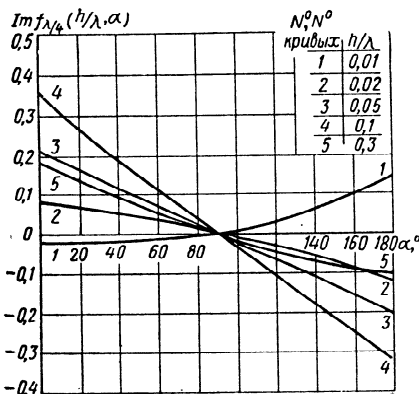


Рис. III.7.4. График функции  $\text{Im } f_{M4} \left( \frac{h}{\lambda}, \alpha \right)$ .

### III.8. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПРОВОДА КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Рассмотренный в § 2 способ вычисления погонных электрических параметров провода справедлив, вообще говоря, лишь для проводов бесконечной длины. Между тем реальные антенны выполняются из проводов конечной длины, поэтому вполне естественно возникает вопрос о допустимости применения способа, изложенного в § 2, к проводам конечной длины. Такой критерий, как оказалось, хотя и в приближенной форме, но удается установить, применив метод наведенных э. д. с.

Ниже будут приближенно вычислены погонные параметры (погонное затухание  $\beta$  и фазовая постоянная  $\alpha$ ) проводов конечной длины. Эти вычисления позволяют установить границы применимости решений, изложенных в § 2, к проводам конечной длины.

Вычисление погонных параметров провода конечной длины методом наведенных э. д. с. сводится к следующему. Пользуясь материалами § 6, можно вычислить входное сопротивление горизонтального провода в случае холостого хода ( $Z_{xx}$ ) и короткого замыкания ( $Z_{кз}$ ).

Тогда, рассматривая излучающую систему как некоторую эквивалентную линию с потерями, можно записать

$$Z_{xx} = -iW \text{ctg } \gamma l, \quad (\text{III.8.1})$$

$$Z_{кз} = iW \text{tg } \gamma l, \quad (\text{III.8.2})$$

где  $W$  — волновое сопротивление линии;  
 $\gamma = \alpha - i\beta$  — постоянная распространения;  
 $l$  — длина линии.

Из (1) и (2) находим уравнение для определения  $\gamma$ :

$$\frac{Z_{кз}}{Z_{xx}} = -\text{tg}^2 \gamma l. \quad (\text{III.8.3})$$

Левая часть (3) определяется методом наведенных э. д. с., т. е. из предположения чисто гармонического распределения тока. Следовательно, рассматриваемый способ позволяет определить  $\gamma$  в первом приближении,

которое, однако, для большинства инженерных расчетов вполне приемлемо.

Перепишем (3) в ином виде:

$$\operatorname{tg} \gamma l = i \sqrt{\frac{Z_{\kappa z}}{Z_{\kappa x}}} = Q e^{i\varphi}. \quad (\text{III.8.4})$$

Выполняя далее известное преобразование, получаем расчетные формулы для определения  $\alpha$  и  $\beta$ :

$$\operatorname{tg} 2\alpha l = \frac{2Q \sin \varphi}{1 - Q^2}, \quad (\text{III.8.5})$$

$$\operatorname{tg} 2\beta l = \frac{2Q \cos \varphi}{1 + Q^2}. \quad (\text{III.8.6})$$

Приведем также формулы для расчета  $Z_{\kappa z}$  и  $Z_{\kappa x}$ . В самом общем виде они запишутся как

$$Z_{\kappa z} = Z_{\infty \kappa z} + \Delta Z_{\kappa z}, \quad (\text{III.8.7})$$

$$Z_{\kappa x} = Z_{\infty \kappa x} + \Delta Z_{\kappa x}, \quad (\text{III.8.8})$$

где  $Z_{\infty}$  — сопротивление провода в случае, когда земля имеет бесконечную проводимость;

$\Delta Z$  — поправка к сопротивлению, учитывающая конечность параметров земли.

Входные сопротивления проводов в случае бесконечно проводящей земли вычисляются по формулам

$$Z_{\infty \kappa z} = \frac{7,5}{\cos^2 k_1 l} \left\{ (1 - e^{-ik_1 2l}) \left[ \ln \frac{2l}{r_0} - L(k_1 \psi) + L(k_1 \delta) \right] + (1 - e^{ik_1 2l}) [\operatorname{Ci} k_1 r_0 - L(k_1 2l) - L(k_1 \psi) + L(k_1 \theta)] \right\}, \quad (\text{III.8.9})$$

$$Z_{\infty \kappa x} = \frac{7,5}{\sin^2 k_1 l} \left\{ (3 + e^{-ik_1 2l}) \left[ \ln \frac{2l}{r_0} - L(k_1 \psi) + L(k_1 \delta) \right] + (3 + e^{ik_1 2l}) [\operatorname{Ci} k_1 r_0 - L(k_1 2l) - L(k_1 \psi) + L(k_1 \theta)] \right\},$$

Напомним, что

$$\psi = \sqrt{\zeta^2 + r_0^2},$$

$$\delta = \sqrt{l^2 + \zeta^2 + r_0^2} - l,$$

$$\theta = \sqrt{l^2 + \zeta^2 + r_0^2} + l.$$

(III.8.10)

где  $\zeta = 2h$ ,  $h$  — высота подвеса провода;  
 $2r_0$  — диаметр провода.

Выражение для поправки  $\Delta Z_{\kappa x}$  было получено в § IV.6. Запишем его в более удобном для вычислений виде:

$$\begin{aligned} \Delta Z_{\kappa x} = & -15 \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{\sin^2 k_1 l} [-2p(\psi)(1 + \cos k_1 2l) + \\ & + 4q(\psi) + p(\delta)(1 + e^{-ik_1 2l}) - 2q(\delta) + p(\theta) \times \\ & \times (1 + e^{ik_1 2l}) - 2q(\theta)]. \end{aligned} \quad (\text{III.8.11})$$

Здесь введены обозначения

$$p(x) = -\frac{1}{ik_1 \zeta} e^{-ik_1 x}, \quad (\text{III.8.12})$$

$$q(x) = \frac{\zeta}{x} e^{-ik_1 x} + ik_1 \zeta L(k_1 x). \quad (\text{III.8.13})$$

Положив в формуле (6.17)  $p = +1$ , найдем выражение для поправки

$$\begin{aligned} \Delta Z_{\kappa z} = & -15 \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{\cos^2 k_1 l} [2p(\psi)(1 + \cos k_1 2l) + \\ & + 4q(\psi) - p(\delta)(1 + e^{-ik_1 2l}) - \\ & - 2q(\delta) - p(\theta)(1 + e^{ik_1 2l}) - 2q(\theta)]. \end{aligned} \quad (\text{III.8.14})$$

Этим исчерпываются все формулы, необходимые для вычислений.

Приведем примеры расчета погонных электрических параметров горизонтальных проводов, позволяющие проиллюстрировать выше сравнение методов расчета. На рис. 1 нанесены результаты вычислений погонного затухания  $\beta$  с помощью метода наведенных э. д. с. (сплошные кривые) и метода, справедливого для проводов бесконечной длины [45]. Вычисления проводились для провода с длиной  $l = 1600$  м, диаметром  $2r_0 = 4$  мм и высотой подвеса  $h = 2,5$  м применительно к диапазо-

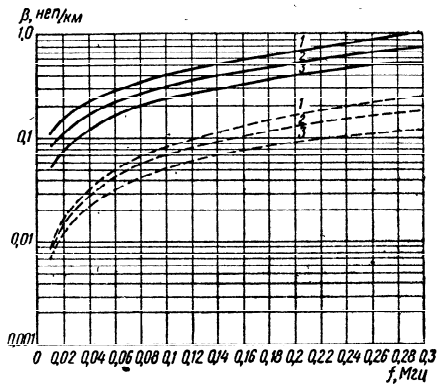


Рис. III.8.1. Сравнение результатов расчета погонного затухания проводов конечной и бесконечной длины.

ну частот  $0,01 - 0,3 \text{ МГц}$  и параметрам почв:  $\Pi \frac{5}{10^{-2}}$  (кривая 1),  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  (кривая 2),  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$  (кривая 3).

Из графика видно, что на самых низких частотах, когда  $\frac{l}{\lambda}$  и  $\frac{h}{\lambda}$  весьма малы, значения  $\beta$ , вычисленные по методу наведенных э. д. с. для провода конечной длины, заметно отличаются от значений  $\beta$ , вычисленных для провода бесконечной длины. По мере возрастания частоты и, следовательно, увеличения  $\frac{l}{\lambda}$  и  $\frac{h}{\lambda}$  разница заметно уменьшается. Так, если на частоте  $0,01 \text{ МГц}$  величины  $\beta$  различаются в среднем в 10 раз, то на частоте  $0,3 \text{ МГц}$  — в 4 — 5 раз.

На рис. 2 приведены результаты расчета коэффициента укорочения волны в проводе  $\xi$  для того же случая. Здесь также в начале рассматриваемого диапазона частот, когда  $\frac{l}{\lambda}$  и  $\frac{h}{\lambda}$  малы, величины коэффициента укорочения волны существенно отличаются друг от друга. С ростом частоты различие уменьшается; кривые, рассчитанные для провода конечной длины, асимптоти-

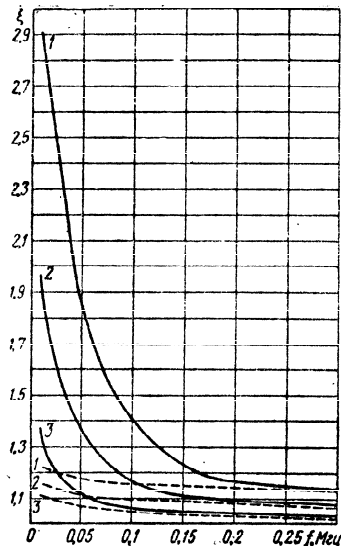


Рис. III.8.2. Сравнение результатов расчета коэффициента укорочения проводов конечной и бесконечной длин.

чески приближаются к кривым, рассчитанным для бесконечно длинного провода.

Приведем еще один пример расчета, показывающий зависимость  $\beta$  от  $\frac{l}{\lambda}$  в явном виде. На рис. 3 нанесены результаты расчета зависимости погонного затухания  $\beta$  от длины провода при постоянных  $f = 40 \text{ МГц}$ ,  $h = 1 \text{ м}$  и  $2r_0 = 2 \text{ мм}$ . Расчеты проводились методом наведенных э. д. с. (сплошные кривые) и методом, справедливым для провода бесконечной длины (пунктирные кривые). Из рисунка видно, что при малых  $\frac{l}{\lambda}$  величины  $\beta$ , вычисленные с помощью обоих методов, существенно отличаются друг от друга. Однако с увеличением длины провода это различие уменьшается: кривые  $\beta$ , вычисленные первым методом, асимптотически приближаются к постоянным величинам, соответствующим погонным затуханиям для провода бесконечно большой длины. При  $\frac{l}{\lambda} \geq 5$  затухания становятся практически равными.

Рассмотренные примеры расчета указывают на возможность установления границ применимости метода, изложенного в § III.2, к проводам конечной длины. Срав-

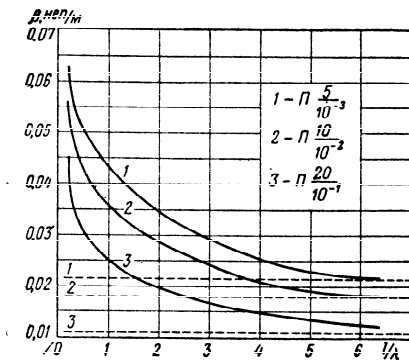


Рис. III.8.3. Зависимость  $\beta$  от изменения длины провода.

нение показывает, что электрические параметры коротких проводов в сильной степени зависят от длины самих проводов. Метод, справедливый для бесконечно

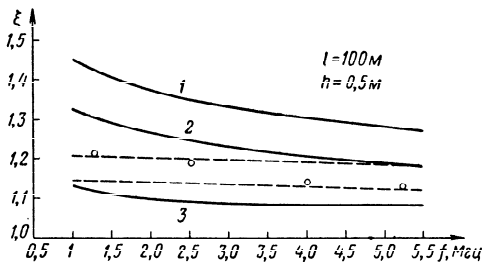


Рис. III.8.4. Расчетные и экспериментальные данные по  $\xi$  горизонтального провода:  
 $l=100$  м;  $h=0,5$  м.

длиных проводов, вполне применим для проводов, длина которых составляет несколько длин волн.

Приведем некоторые экспериментальные данные, хорошо подтверждающие, что первого приближения, кото-

рым мы пользуемся в методе наведенных э. д. с., вполне достаточно для практических расчетов. На рис. 4 нанесены экспериментальные данные  $\xi$ , полученные для провода с  $l=100$  м,  $h=0,5$  м и  $2r_0=1$  мм в диапазоне частот 1—6 Мгц. Там же приведены расчетные кривые, вычисленные методом наведенных э. д. с. (сплошные кривые) и другим методом (§ III.2) (пунктирные линии). Сравнение расчетных и экспериментальных данных по-

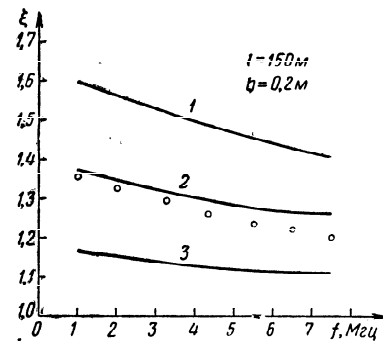


Рис. III.8.5. Расчетные и экспериментальные данные по  $\xi$  для провода:  
 $l=150$  м;  $h=0,2$  м.

казывает, что ход кривых, рассчитанных по методу наведенных э. д. с., в большей степени соответствует экспериментальным данным, чем кривые, вычисленные на основе метода, приведенного в § III.2.

Наглядное подтверждение вполне удовлетворительного совпадения расчетных данных, полученных методом наведенных э. д. с., с экспериментальными данными дает рис. 5. Измерения проводились с проводом длиной 150 м, подвешенным на высоте 0,2 м.

Зависимость электрических параметров коротких проводов от длины в явном виде была подтверждена специально поставленным для этой цели экспериментом. Существо эксперимента состояло в определении коэффициента укорочения волны  $\xi$  по измеренным входным сопротивлениям горизонтального провода различной длины. Схема измерений приведена на рис. 6. На некоторой высоте  $h$  от земли подвешивался медный оголен-

ный провод. Сопротивления измерялись с помощью высокочастотного моста, подключенного ко входу провода посредством коаксиального кабеля. Для исключения ошибок, связанных с влиянием тела оператора, к наружному проводнику кабеля подключался проволочный противовес, состоящий из многих лучей. Таким образом,

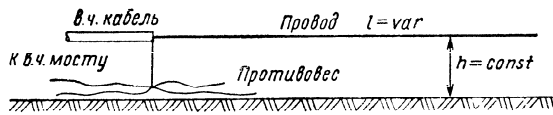


Рис. III.8.6. Схема расположения провода при экспериментальном определении  $\xi$ .

общее сопротивление излучающей системы  $Z_{\text{общ}}$  состояло из входного сопротивления провода  $Z$ , которое изменялось при изменении длины провода, и неизменного для данной частоты сопротивления противовеса:

$$Z_{\text{общ}} = Z + Z_{\text{пр}}. \quad (\text{III.8.14}')$$

Изменение длины провода производилось отрезанием кусков одинаковой длины у дальнего конца провода.

Для каждой длины проводилось измерение сопротивления  $Z'_{\text{общ}}$  на входе кабеля, которое затем пересчитывалось в сопротивление  $Z_{\text{общ}}$  на входе системы провод—противовес. Результаты измерений  $Z_{\text{общ}}$  наносились на график в системе координат  $R$ — $X$ . Кривая имеет обычный для такого рода излучателей вид спирали, за исключением того, что вся она

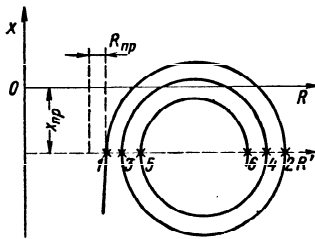


Рис. III.8.7. Способ определения  $\xi$  по экспериментальным кривым  $Z = Z(f)$ .

смещена по оси  $R$  на постоянную величину активной составляющей полного сопротивления противовеса  $R_{\text{пр}}$ , а по оси  $X$  — на постоянную величину реактивной составляющей того же сопротивления  $X_{\text{пр}}$  (рис. 7).

Если на полученном подобным образом графике перенести ось  $R$  на величину  $X_{\text{пр}}$  (на рис. 7 ось  $R'$ ), то точки пересечения кривой сопротивления с новой осью будут представлять собой не что иное, как точки резонансов (последовательного — точки 1, 3, 5, ... и параллельного — 2, 4, 6, ...) провода. Зная резонансные дли-

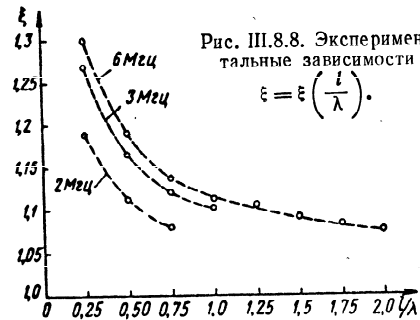


Рис. III.8.8. Экспериментальные зависимости  $\xi = \xi\left(\frac{l}{\lambda}\right)$ .

ны провода  $l_{\text{рез}}$ , соответствующие точкам 1, 2, 3, 4, 5, ... можно найти коэффициент укорочения волны

$$\xi = \frac{n \frac{\lambda}{4}}{l_{\text{рез}}}. \quad (\text{III.8.15})$$

Следовательно, определение  $\xi$  описываемым методом возможно для длины проводов  $l \geq \frac{\lambda}{4}$ .

На рис. 8 приведены результаты измерения зависимости  $\xi$  от длины провода. Провод подвешивался на высоте  $h = 1,2$  м от земли. Диаметр провода — 2,2 мм. Измерения проводились на частотах 2, 3 и 6 МГц. Из рисунка видно, что фазовая скорость для коротких проводов ( $l/\lambda = 0,25 \div 0,75$ ) заметным образом отличается от скорости света. Кривые асимптотически приближаются к постоянной величине. При этом уже для значений  $\frac{l}{\lambda} > 1$  величина  $\xi$  с изменением длины провода изменяется сравнительно мало.

**П**рименение токнесущих проводников размерами в несколько длин волны является весьма удобным средством достижения достаточно высоких значений коэффициента направленного действия. Широко распространение получили поднятые антенны из таких проводников — ромбические и различные модификации двухпроводной антенны бегущей волны (БЕ, БС, БИ).

У названных антенн имеется ряд низкорасположенных собратьев — однопроводная антенна бегущей волны (НБ), наклонная V-образная, полуромбическая и  $\lambda$ -образная антенны.

Антенны НБ и V-образная коротковолнового диапазона уступают по эффективности стационарным поднятым антеннам, однако превосходят их в простоте конструкции, легкости сооружения и восстановления, а также мобильности.

Поэтому они представляют интерес в качестве резервных антенн стационарных центров и антенных устройств подвижных объектов.

Антенны НБ были описаны в 1923 г. Бевереджем [66] и вызвали заметный интерес среди радиоспециалистов [67, 68]. Однако долгое время исходные данные для вычисления основных электрических характеристик антенны определялись экспериментально [43, 69].

Теперь мы располагаем методикой, позволяющей получать эти данные расчетным путем (§ III.2), что значительно расширяет возможности исследования систем, размещенных вблизи поверхности земли.

V-образная антенна достаточно хорошо известна [70—72], однако серьезные исследования ее электриче-

ских характеристик начали публиковаться в периодической литературе сравнительно недавно [73—76].

Антенны НБ вместе с полуромбической и  $\lambda$ -образной антеннами образуют группу направленных антенн земной волны для частот от 20 Мгц и выше. Эти антенны значительно эффективнее широко распространенных штыревых антенн, а поэтому находят применение в случае необходимости увеличения дальности радиосвязи в указанном диапазоне.

Кроме того полуромбические антенны могут представлять интерес для линий ионосферного рассеяния.

В данной главе содержатся расчетные и экспериментальные материалы по электрическим характеристикам перечисленных выше антенн.

#### IV.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА В ПРИЕМНОМ ПРОВОДЕ

Исследование основных электрических характеристик линейных антенн неразрывно связано с определением распределения тока вдоль них. В ряде случаев удобно вычислять указанные характеристики, рассматривая антенну в режиме приема.

При этом антенна представляет собой длинную линию с распределенными вдоль нее сторонними электродвижущими силами. Соответственно законы изменений тока и напряжения могут быть исследованы путем решения известных дифференциальных уравнений длинных линий с введением в них слагаемого, учитывающего э. д. с., наводимые на элементарных участках линий полем падающей волны.

Решение получающихся неоднородных дифференциальных уравнений можно получить методом вариации постоянных. Граничными условиями при решении этой системы уравнений служат условия нагрузки линии (антенны) на обоих ее концах. Именно таким способом исследовалось распределение тока и напряжения вдоль линии Пистолькорсом [160], а позже в более общей постановке задачи Коваленковым и Высоким [77].

Решение оказалось весьма громоздким, а конечные формулы не всегда удобными.

Имея в виду получить более простым и наглядным путем конечные выражения в форме, удобной для рассмотрения различных частных случаев, мы изложим метод наложения бегущих волн. Этому методу в литературе уделено мало внимания, хотя он оказывается весьма эффективным при решении даже достаточно сложных задач.

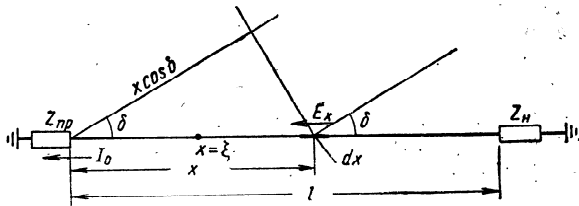


Рис. IV.1.1. Приемный несимметричный вибратор.

Метод заключается в следующем. Пусть на провод длиной  $l$  под углом  $\delta$  падает плоская волна (рис. 1). Коэффициенты отражения от концов провода  $x=0$  и  $x=l$  обозначим соответственно  $q_1$  и  $q_2$ . Постоянную распространения волны вдоль провода обозначим  $\gamma$ , а волновое сопротивление провода  $W$ . Начало отсчета фаз примем в точке  $x=0$ . Будем искать значение тока в точке  $x=\xi$ . Величину элементарной э. д. с., наведенной на участке  $dx$ , можно определить с помощью соотношения:

$$d\mathcal{E}_x = E_x(x) e^{ik_x x \cos \delta} dx. \quad (\text{IV.1.1})$$

Здесь  $E_x(x)$  представляет собой составляющую электрической напряженности поля падающей волны, параллельную проводу и вычисленную для точки  $x$ . Эта э. д. с. породит две волны тока—одну, бегущую от рассматриваемого элемента к началу провода, и вторую, бегущую к концу провода. Направление тока обеих волн вблизи возбуждаемого элемента совпадает с направлением проекции  $E_x(x)$ . При этом в точку  $x=\xi$  попадает волна тока, текущего от  $dx$  к точке  $x=0$ , приобретая при этом множитель  $e^{-i\gamma(x-\xi)}$ , затем эта же волна после отражения от границы  $x=0$ , получившая множители  $q_1$  и  $e^{-i\gamma(x+\xi)}$  и т. д.

188

Таким же методом мы можем вычислить суммарный ток в точке  $x=\xi$  и за счет волны тока, направившейся первоначально к  $x=l$ .

Суммируя все эти составляющие, приходим к выражению для тока в точке  $x=\xi$ , порожденного э. д. с.  $d\mathcal{E}_x$  в следующем виде:

$$dI_x = \frac{E_x(x)}{2W} e^{ik_x x \cos \delta} dx \{ [e^{-i\gamma(x-\xi)} + q_1 e^{-i\gamma(x+\xi)} + q_1 q_2 e^{-i2\gamma l} e^{-i\gamma(x-\xi)} + q_1^2 q_2 e^{-i2\gamma l} e^{-i\gamma(x+\xi)} + \dots] + [q_2 e^{-i2\gamma l} e^{i\gamma(x+\xi)} + q_1 q_2 e^{-i2\gamma l} e^{-i\gamma(x-\xi)} + q_1 q_2^2 e^{-i4\gamma l} e^{i\gamma(x+\xi)} + q_1^2 q_2^2 e^{-i4\gamma l} e^{-i\gamma(x-\xi)} + \dots] \}. \quad (\text{IV.1.2})$$

Слагаемые в скобках можно сгруппировать в четыре бесконечные геометрические прогрессии, суммирование которых приводит к выражению

$$dI_\xi = \frac{E_x}{2W} e^{ik_x x \cos \delta} dx \frac{e^{-i\gamma(x-\xi)} + q_1 e^{-i\gamma(x+\xi)} + \dots}{1 - q_1 q_2 e^{-i2\gamma l}} \rightarrow \dots \rightarrow \frac{+ q_2 e^{-i2\gamma l} e^{i\gamma(x+\xi)} + q_1 q_2 e^{-i2\gamma l} e^{-i\gamma(x-\xi)}}{1 - q_1 q_2 e^{-i2\gamma l}}. \quad (\text{IV.1.3})$$

Последнее выражение справедливо для  $x > \xi$ . Таким образом для получения значения тока в начале линии оно справедливо всегда. Достаточно лишь проинтегрировать (3) по  $x$  в пределах от 0 до  $l$ .

При исследовании распределения тока вдоль линии необходимо учесть и участки, для которых  $x < \xi$ . Для этого достаточно составить выражение, аналогичное (3). Рассуждая точно так же, как и при составлении (3), выпишем выражение для значения тока в точке  $x=\xi$  за счет элемента, лежащего слева от этой точки.

Не приводя промежуточных выкладок, выпишем конечную формулу

$$dI'_\xi = \frac{E_x}{2W} e^{ik_x x \cos \delta} dx \frac{e^{i\gamma(x-\xi)} + q_2 e^{-i2\gamma l} e^{i\gamma(x+\xi)} + \dots}{1 - q_1 q_2 e^{-i2\gamma l}} \rightarrow \dots \rightarrow \frac{+ q_1 e^{-i\gamma(x+\xi)} + q_1 q_2 e^{-i2\gamma l} e^{-i\gamma(x-\xi)}}{1 - q_1 q_2 e^{-i2\gamma l}}. \quad (\text{IV.1.4})$$

189



Полное значение тока в точке  $x=\xi$  определится суммированием элементарных токов (3) от э. д. с., размещенных на участке  $\xi < x < l$  и токов (4) от э. д. с., размещенных на участке  $0 < x < \xi$ .

Математически это означает

$$I_{\xi} = \int_0^{\xi} dI'_{\xi} + \int_{\xi}^l dI_{\xi}. \quad (IV.1.5)$$

Указанные интегралы вычисляются элементарно, после чего получается

$$I_{\xi} = \frac{E}{2iW} \frac{A+B}{e^{i\gamma l} - q_1 q_2 e^{-i\gamma l}}, \quad (IV.1.6)$$

где

$$A = \left[ \frac{e^{ik_1 l \cos \delta} - e^{ik_1 \xi \cos \delta} e^{i\gamma(l-\xi)}}{k_1 \cos \delta - \gamma} + \right. \\ \left. + q_2 \frac{e^{ik_1 l \cos \delta} - e^{ik_1 \xi \cos \delta} e^{-i\gamma(l-\xi)}}{k_1 \cos \delta + \gamma} \right] (e^{i\gamma \xi} + q_1 e^{-i\gamma \xi}), \\ B = \left[ \frac{e^{i\gamma \xi} (k_1 \cos \delta + \gamma) - 1}{k_1 \cos \delta + \gamma} + q_1 \frac{e^{i\gamma \xi} (k_1 \cos \delta - \gamma) - 1}{k_1 \cos \delta - \gamma} \right] \times \\ \times [e^{i\gamma(l-\xi)} + q_2 e^{-i\gamma(l-\xi)}].$$

Теперь задача заключается в приведении выражения (6) к удобному для исследования виду. Для этого заменим  $q_1$  и  $q_2$  их значениями

$$q_1 = \frac{W - Z_{np}}{W + Z_{np}}; \quad q_2 = \frac{W - Z_n}{W + Z_n}. \quad (IV.1.7)$$

Здесь  $Z_{np}$  — сопротивление входа приемника;  
 $Z_n$  — нагрузка на конце антенны.

Тогда при использовании соотношения

$$\frac{W}{Z_n} = i \operatorname{tg} \vartheta \quad (IV.1.8)$$

знаменатель выражения (6) легко преобразовать к виду

$$e^{i\gamma l} - q_1 q_2 e^{-i\gamma l} = \frac{2iR_n \cos \gamma l (\operatorname{tg} \vartheta + \operatorname{tg} \gamma l) [-iW \operatorname{ctg} (\gamma l + \vartheta) + Z_{np}]}{(W + Z_{np})(W + Z_n)}.$$

Первое слагаемое в квадратных скобках является ничем иным, как выражением для входного сопротивления линии с учетом концевой нагрузки:

$$-iW \operatorname{ctg} (\gamma l + \vartheta) = Z_A. \quad (IV.1.9)$$

Теперь преобразуем выражение, стоящее в числителе (6). После приведения слагаемых  $A$  и  $B$  к одному знаменателю и группировки подобных членов можно получить следующее выражение:

$$I_{\xi} = E_x \frac{C + D + F}{(\gamma^2 - k_1^2 \cos^2 \delta) Z_n \cos \gamma l (\operatorname{tg} \vartheta + \operatorname{tg} \gamma l) (Z_A + Z_{np})}, \quad (IV.1.10)$$

где

$$C = (\cos \gamma \xi + i \frac{Z_{np}}{W} \sin \gamma \xi) (W k_1 \cos \delta + Z_n \gamma) e^{ik_1 l \cos \delta}, \\ D = -\gamma \left[ (Z_n + Z_{np}) \cos \gamma l + i \left( \frac{Z_n Z_{np}}{W} + W \right) \sin \gamma l \right] e^{ik_1 \xi \cos \delta}, \\ F = [\cos \gamma (l - \xi) + i \frac{Z_n}{W} \sin \gamma (l - \xi)] (\gamma Z_{np} + W k_1 \cos \delta).$$

Формулы Коваленкова и Высокого после преобразований могут быть приведены к виду (10), однако изложенный здесь вывод оказывается значительно проще и наглядней.

Для тока в начале антенны ( $\xi=0$ ) из (10) легко получаем

$$I_0 = E_x \frac{(W k_1 \cos \delta + Z_n \gamma) (e^{ik_1 l \cos \delta} - \cos \gamma l) -}{(\gamma^2 - k_1^2 \cos^2 \delta) Z_n \cos \gamma l (\operatorname{tg} \vartheta + \operatorname{tg} \gamma l) (Z_A + Z_{np})} \rightarrow \\ \rightarrow \frac{-i(W \gamma + Z_n k_1 \cos \delta) \sin \gamma l}{(\gamma^2 - k_1^2 \cos^2 \delta) Z_n \cos \gamma l (\operatorname{tg} \vartheta + \operatorname{tg} \gamma l) (Z_A + Z_{np})}. \quad (IV.1.11)$$

Последнее выражение удобно при вычислении коэффициентов усиления антенн, поскольку в нем выделен множитель  $(Z_A + Z_{np})$ .

В интересах дальнейшего изложения получим выражения, определяющие значение тока в начале разомкнутой линии ( $Z_n = \infty$ ) и линии, нагруженной на волновое сопротивление ( $Z_n = W$ ). Подстановка указанных значе-

ний в (11) после несложных преобразований приводит к формулам:

при  $Z_{\text{н}} = \infty$

$$I_0 = \frac{E_x}{Z_A + Z_{\text{пр}}} \frac{\gamma (e^{ik_1 l \cos \delta} - \cos \gamma l) - ik_1 \cos \delta \sin \gamma l}{\sin \gamma l (\gamma^2 - k_1^2 \cos^2 \delta)}, \quad (\text{IV.1.12})$$

при  $Z_{\text{н}} = W$

$$I_0 = i \frac{E_x}{W + Z_{\text{пр}}} \frac{e^{l(k_1 \cos \delta - \gamma)} - 1}{\gamma - k_1 \cos \delta}. \quad (\text{IV.1.13})$$

С помощью (11) можно получить аналогичное выражение для симметричного вибратора (рис. 2).

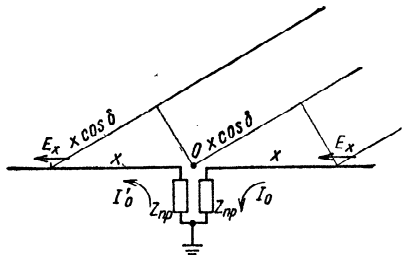


Рис. IV.1.2. Приемный симметричный вибратор.

Если вычислять элементарную э. д. с. в точке  $x$  для левого провода, то значение ее будет отличаться от (1) лишь изменением знака в показателе экспоненты, поскольку теперь фаза волны в точке  $x$  отстает от фазы волны в точке 0:

$$d\mathcal{E}_x = E_x(x) e^{-ik_1 x \cos \delta} dx. \quad (\text{IV.1.14})$$

Следовательно, выражение для тока  $I'_0$  (направление которого на чертеже выбрано в соответствии с направлением  $E_x$ ) будет отличаться от (12) знаками у множителя  $k_1 \cos \delta$ .

Таким образом,

$$I'_0 = \frac{E_x}{Z_A + Z_{\text{пр}}} \frac{\gamma (e^{-ik_1 l \cos \delta} - \cos \gamma l) + ik_1 \cos \delta \sin \gamma l}{\sin \gamma l (\gamma^2 - k_1^2 \cos^2 \delta)}. \quad (\text{IV.1.15})$$

Теперь остается выделить противотактную составляющую тока в нагрузке, которая и определяет характеристики рассматриваемой антенны как симметричной.

Можно показать, что указанная составляющая

$$I_{0 \text{ пр}} = \frac{I_0 + I'_0}{2}. \quad (\text{IV.1.16})$$

Подставляя (12) и (15) в (16), получаем окончательно

$$I_{0 \text{ пр}} = \frac{E_x \gamma}{Z_A + Z_{\text{пр}}} \frac{\cos(k_1 l \cos \delta) - \cos \gamma l}{\sin \gamma l (\gamma^2 - k_1^2 \cos^2 \delta)}. \quad (\text{IV.1.17})$$

В формуле (17) легко усматривается множитель, характеризующий направленные свойства симметричных вибраторов.

Что же касается значения составляющей  $E_x$  и угла  $\delta$ , то они определяются в зависимости от условий работы антенны.

В случае приема земной волны угол  $\delta$  является азимутальным и

$$E_x = E \cos \theta \cos \varphi. \quad (\text{IV.1.18})$$

Здесь  $E$  — модуль полного значения напряженности поля вблизи антенны;

$\cos \theta$  — величина, определенная нами в § 1.2.

Если антенна находится в поле вертикально-поляризованной отраженной волны, приходящей с направления, характеризуемого азимутальным углом  $\varphi$  и углом возвышения  $\Delta$ , то

$$E_x = E \sin \Delta \cos \varphi. \quad (\text{IV.1.19})$$

Кроме того  $\cos \delta$  должен быть заменен произведением  $\cos \Delta \cos \varphi$ .

Для горизонтально-поляризованных отраженных волн

$$E_x = E \sin \varphi. \quad (\text{IV.1.20})$$

Если нас в первую очередь интересует значение тока при  $\xi=0$ , то выражению (3) можно придать форму, которая оказывается весьма удобной для вычислений и очень наглядной. Подставляя в (3) значения  $q_1$  и  $q_2$  с учетом

(8) и (9), после элементарных преобразований получаем

$$dI_0 = \frac{1}{Z_A + Z_{np}} \frac{\sin[\gamma(l-x) + \theta]}{\sin(\gamma l + \theta)} E'_x dx. \quad (IV.1.21)$$

Под  $E'_x$  мы понимаем значение касательной к проводу составляющей вектора  $E$  на участке  $dx$  с учетом фазового множителя.

Соответственно

$$I_0 = \frac{1}{Z_A + Z_{np}} \int_0^l \frac{\sin[\gamma(l-x) + \theta]}{\sin(\gamma l + \theta)} E'_x dx. \quad (IV.1.22)$$

Интеграл в (22) определяет напряжение на входе приемника. Отношение этого напряжения к значению напряженности поля падающей волны может рассматриваться как действующая высота (длина) антенны.

При этом

$$I_0 = \frac{E h_{\pi}}{Z_A + Z_{np}}, \quad (IV.1.23)$$

где

$$h_{\pi} = \int_0^l \frac{\sin[\gamma(l-x) + \theta]}{\sin(\gamma l + \theta)} \frac{E'_x}{E} dx. \quad (IV.1.24)$$

Интересно отметить, что изложенный метод нетрудно обобщить на случай криволинейного провода. Дело в том, что в выражениях (3) и (4) суммы прогрессий совершенно не зависят от формы провода. Следовательно, задача заключается лишь в определении значения составляющей  $E_x$  (под  $x$  мы будем понимать координату, отсчитываемую вдоль провода) и соответствующего фазового множителя. Пусть плоский криволинейный провод в системе координат  $a, b$  задан уравнениями  $a = a(x)$  и  $b = b(x)$  (рис. 3). Для упрощения задачи будем считать, что фронт падающей плоской волны перпендикулярен плоскости, в которой лежит провод, а вектор электрической напряженности поля ей параллелен.

Легко заметить, что опережение фазы волны в точке  $B$  по сравнению с точкой  $O$  определяется отрезком  $OM$

$$OM = OA \cos \Delta + AB \sin \Delta = a(x) \cos \Delta + b(x) \sin \Delta. \quad (IV.1.25)$$

Теперь определим составляющую вектора  $E$ , касательную к проводу в точке  $B$ .

$$E_x = E \cos [90^\circ - (\Delta - \tau)] = E \cos \tau [\sin \Delta - \cos \Delta \operatorname{tg} \tau], \quad (IV.1.26)$$

однако

$$\cos \tau = \frac{da}{dx}, \quad \operatorname{tg} \tau = \frac{db}{da}. \quad (IV.1.27)$$

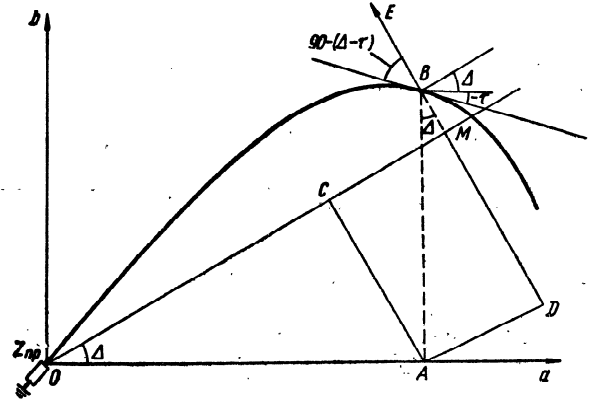


Рис. IV.1.3. Приемный криволинейный вибратор.

Таким образом, окончательно для тока в точке  $x = \xi$  от элементов, лежащих правее этой точки,

$$dI_{\xi} = \frac{E da}{2W dx} \left[ \sin \Delta - \frac{db}{da} \cos \Delta \right] e^{ik_1 [a(x) \cos \Delta + b(x) \sin \Delta]} \times \\ \times \frac{e^{-i\gamma(x-\xi)} + q_1 e^{-i\gamma(x+\xi)} + q_2 e^{-i2\gamma l} e^{i\gamma(x+\xi)} + q_1 q_2 e^{-i2\gamma l} \cdot e^{i\gamma(x-\xi)}}{1 - q_1 q_2 e^{-i2\gamma l}}. \quad (IV.1.28)$$

Аналогичное соотношение имеет место для тока  $dI'_{\xi}$ .

Естественно, что вычисление полных значений тока в том или ином сечении провода потребует преодоления определенных трудностей при интегрировании. Однако, имея в виду возможности современных вычислительных

машин, можно считать задачу исследования распределения тока решенной и для этого случая.

Следует отметить, что формулу (11) можно получить также применением теоремы взаимности. Идея метода принадлежит Рамму [78].

В предыдущих вычислениях мы интересовались значением тока  $dI_\xi$  в точке  $\xi$  (в данном случае  $\xi=0$ ) за счет действия э. д. с. (1), включенной на участке  $dx$ , отстоящем от приемника на расстоянии  $x$ . Согласно теореме взаимности при включении этой э. д. с. в начале линии мы в точке  $x$  получим искомым ток  $dI_0$ .

Вычислить значение  $dI_0$  можно с помощью обычных уравнений длинной линии:

$$\left. \begin{aligned} U_x &= U_2 \cos \gamma(l-x) + iI_2 W \sin \gamma(l-x), \\ I_x &= I_2 \cos \gamma(l-x) + i \frac{U_2}{W} \sin \gamma(l-x) \end{aligned} \right\} \text{ (IV.1.29)}$$

Напряжение в начале линии нам задано

$$U_0 = \frac{d\mathcal{E}_x}{Z_A + Z_{np}} \cdot Z_A = \frac{E \sin \Delta e^{ik_x \cos \Delta} dx}{Z_A + Z_{np}} Z_A. \text{ (IV.1.30)}$$

Учитывая, что  $\frac{U_2}{I_2} = Z_n$ , получаем из первого уравнения (29)

$$I_2 = \frac{Z_A E \sin \Delta e^{ik_x \cos \Delta} dx}{(Z_A + Z_{np})(Z_n \cos \gamma l + iW \sin \gamma l)}. \text{ (IV.1.31)}$$

Подставляя (31) во второе уравнение (29), приходим к искомому выражению для тока

$$dI_0 = \frac{E \sin \Delta e^{ik_x \cos \Delta} \left[ \cos \gamma(l-x) + i \frac{Z_n}{W} \sin \gamma(l-x) \right] Z_A}{(Z_A + Z_{np})(Z_n \cos \gamma l + iW \sin \gamma l)}. \text{ (IV.1.32)}$$

Теперь для получения полного тока в начале линии достаточно проинтегрировать (32) по  $x$  в пределах от 0

до  $l$ . Если при этом преобразовать знаменатель в (32), используя применявшиеся ранее соотношения для  $\frac{W}{Z_n}$  и  $Z_A$ , то

$$I_0 = \frac{-iE \sin \Delta W}{(Z_A + Z_{np})(\operatorname{tg} \psi_+ + \operatorname{tg} \gamma l) Z_n \cos \gamma l} \times \int_0^l \left[ \cos \gamma(l-x) + i \frac{Z_n}{W} \sin \gamma(l-x) \right] e^{ik_x \cos \Delta} dx. \text{ (IV.1.33)}$$

Как можно проверить, результат интегрирования полностью совпадает с выражением (11).

## IV.2. НИЗКОРАСПОЛОЖЕННЫЕ АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Низкорасположенные антенны бегущей волны в виде одного или нескольких проводов, размещенных на некоторой высоте над землей и нагруженных сопротивлением, равным волновому, обладают рядом полезных электрических и эксплуатационных качеств.

В частности они просты в изготовлении и установке, имея весьма хорошие направленные свойства.

Если вначале их применение ограничивалось диапазоном длинных волн, то в сороковых годах они получают признание в качестве коротковолновых антенн, а затем и антенн метрового диапазона волн.

Это находит свое отражение в том, что рассматриваемые антенны из отдельных и немногочисленных статей по частным вопросам их расчета и применения [43, 69, 79] перекочевали в руководства и монографии.

Достаточно сослаться на книги Белоусова [56], где рассмотрены антенны средневолнового диапазона (200—2000 м) и Айзенберга [23], который посвятил специальную главу коротковолновым антеннам с высотой подвеса 2,5 и 5 м, предназначенным для работы отраженными вертикально-поляризованными волнами.

Обоими авторами предлагается сокращенное обозначение таких антенн ОБ  $\frac{l}{h}$ , где  $l$  — длина антенны,  $h$  — высота ее подвеса, Поскольку возможно применение двух-

и многопроводных антенн бегущей волны, что не вяжется с наименованием "однопроводная", мы будем применять обозначение НБ  $\frac{l}{h}$ .

В отличие от [56, 23] основное внимание здесь будет уделено меньшим высотам подвеса антенн, а также работе земной волной.

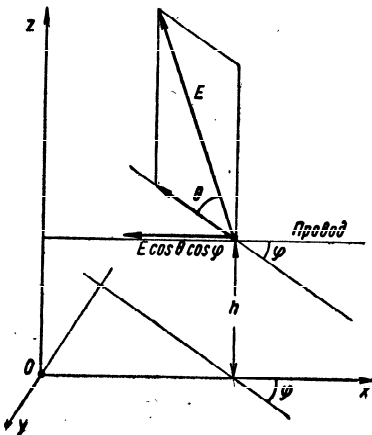


Рис. IV.2.1. Горизонтальный провод в поле земной волны.

Антенна бегущей волны реагирует на горизонтальную составляющую электрической напряженности поля и применяется в основном для приема (излучения) земных и вертикально-поляризованных отраженных волн с направлений, близких к направлению провода антенны.

Пусть антенна длиной  $l$  размещена параллельно оси  $ox$  на высоте  $z=h$  (рис. 1), а с направления  $(\theta, \varphi)$  приходит земная волна, причем амплитуда

электрической напряженности поля вблизи антенны равна  $E$ .

Тогда составляющая  $E_x(x)$ , параллельная элементу антенны  $dx$ , определится выражением

$$E_x(x) = E \cos \varphi \cos \theta e^{ik_1 x \cos \varphi}. \quad (\text{IV.2.1})$$

Воспользовавшись формулой (1.12), мы можем получить выражение, определяющее коэффициент усиления антенны,

$$G = \frac{40}{W} \frac{i - 2e^{-\beta l} \cos(\alpha - k_1 \cos \varphi) i + e^{-2\beta l}}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \varphi\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi. \quad (\text{IV.2.2})$$

Входящие в (2) величины  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $W$  определяются методами, описанными в гл. III, где приведены также расчетные и экспериментальные зависимости этих величин от длины волны, параметров почвы и высоты подвеса антенны. Там было выяснено, что для  $h \geq 0,5$  м значения коэффициента укорочения  $\frac{\alpha}{k_1}$  не превышают 1,2, а погонное затухание  $\beta < 22$  nep/км в КВ диапазоне.

Значения  $\theta$  определяются соотношением (1.2.20). Если при этих условиях оценить значение коэффициента усиления коротких антенн НБ  $\left(\frac{l}{\lambda} \ll 1\right)$ , то окажется, что

$$G \cong \frac{40}{W} \frac{k_1^2 l^2}{1 + \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \varphi\right)^2} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi. \quad (\text{IV.2.3})$$

Таким образом, мы получаем квадратичную зависимость коэффициента усиления от отношения  $\frac{l}{\lambda}$  при диаграмме направленности, близкой к восьмерке.

Результаты измерений, приведенные на рис. 2, показывают, что близкая к квадратичной зависимость  $G = G\left(\frac{l}{\lambda}\right)$  сохраняется и для длин антенны, не удовлетворяющих условию  $\frac{l}{\lambda} \ll 1$ . Эти результаты оказались близкими к расчетным, полученным для  $\epsilon_2 \cong 10$ ;  $\sigma_2 \cong 5 \cdot 10^{-2}$  мо/м,  $h = 2,5$  м.

Поскольку кроме увеличения отношения  $\frac{l}{\lambda}$  с укорочением волны увеличивается и множитель  $\cos^2$ , мы вправе ожидать сильную частотную зависимость значений коэффициента усиления антенн НБ для земных волн.

Результаты расчета значений  $G$  в направлении  $\varphi = 0$  для антенн НБ  $\frac{150}{0,5; 1,25; 2,5}$  и  $\frac{40}{0,5; 1,25; 2,5}$ , сведенные в таблицу, подтверждают это предположение.

Более подробно зависимость  $G = G(f; \sigma_2)$  прослеживается для диапазона частот  $f = 20 \div 50$  Мгц на примере

антенны НБ  $\frac{40}{l}$  (рис. 3). Даже на этих частотах можно отметить почти квадратичную зависимость коэффициента усиления от  $\frac{l}{\lambda}$ . Что же касается влияния параметров почвы на эффективность антенн, то оно оказывается несколько меньшим, чем в коротковолновом диапазоне, где

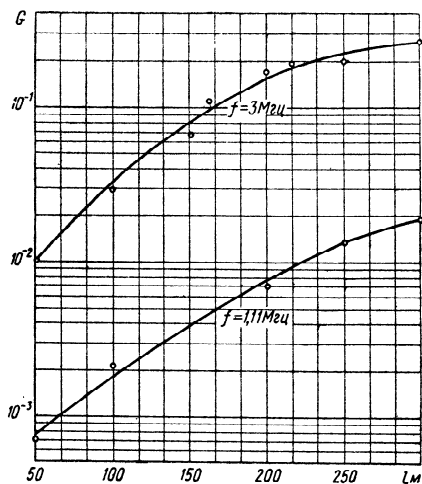


Рис. IV.2.2. Зависимость коэффициента усиления коротковолновой антенны НБ от ее длины.

изменение значения  $\sigma_2^1$  на один порядок привело к изменениям  $G$  тоже на порядок ( $f = 1 \text{ МГц}$ ). Однако это влияние все же оказывается существенным.

Следовательно, при использовании антенн НБ мы неизбежно сталкиваемся с наличием сезонных изменений коэффициента усиления, сопутствующих значительным колебаниям значений проводимости почвы при смене времен года, а подчас и при изменении погоды от дня к дню.

Для иллюстрации сказанного на рис. 3 нанесены результаты измерений, проведенных при размещении антен-

ны НБ  $\frac{40}{l}$  на одном и том же участке в различных условиях. Как видно из рисунка, данные летних измерений при сухом грунте (кружки) лежат вблизи расчетных значений для почвы с  $\sigma_2 = (5 \div 8) \cdot 10^{-3} \text{ мО/м}$ . В середине марта при снежном покрове толщиной до 0,6 м и температуре воздуха  $-5^\circ \text{C} < t < 0^\circ \text{C}$  получена кривая, соответствующая примерно  $\sigma_2 = (2 \div 3) \cdot 10^{-2} \text{ мО/м}$  (крестики).

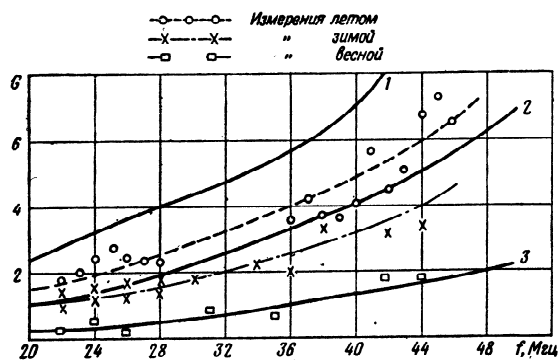


Рис. IV.2.3. Зависимость коэффициента усиления антенны НБ  $\frac{40}{l}$  метровых волн от частоты:

$$1 - \text{п } \frac{6}{10^{-3}}; 2 - \text{п } \frac{10}{10^{-2}}; 3 - \text{п } \frac{20}{10^{-1}}.$$

Во время весенней распутицы (середина апреля) наблюдалось резкое падение коэффициента усиления до значений, обозначенных квадратиками, лежащих вблизи расчетной кривой для  $\sigma_2 = 10^{-1} \text{ мО/м}$ . Следовательно, даже в диапазоне  $f = 20 \div 50 \text{ МГц}$  мы имеем дело с сезонными колебаниями значений  $G$  в 3—6 раз. На более низких частотах эти колебания возрастут, однако, как правило, не будут превышать 6—10 раз. Дело в том, что с понижением частоты размах сезонных колебаний проводимости почвы уменьшается, поскольку в эквивалентное значение  $\sigma_2$  все больший вклад будут вносить те слои почвы, состояние которых не меняется во времени.

Значения коэффициента усиления антенн НБ  $\frac{150}{h}$

l, м	Частота, МГц	h, м	10 <sup>-1</sup>		
			0,5	1,25	2,5
150	{	1	4,4 · 10 <sup>-4</sup>	4,3 · 10 <sup>-4</sup>	4,1 · 10 <sup>-4</sup>
		6	6,3 · 10 <sup>-2</sup>	7,5 · 10 <sup>-2</sup>	7,8 · 10 <sup>-2</sup>
40	{	10	2,1 · 10 <sup>-1</sup>	2 · 10 <sup>-1</sup>	2 · 10 <sup>-1</sup>
		50	2,4	2,3	2

Рассматривая данные, приведенные в табл. 1, можно отметить сравнительно малое влияние высоты подвеса антенны на величину коэффициента усиления. Это обстоятельство связано с тем, что при увеличении  $h$  в формуле (2) первый, а на более высоких частотах и третий множители уменьшаются, тогда как рост второго множителя замедляется. На рис. 4 приведены экспериментально снятые зависимости  $G = G(f)$  для антенн НБ  $\frac{150}{2,5}$ , НБ  $\frac{150}{1,25}$  и НБ  $\frac{150}{0}$ . В последнем случае антенна была положена на траву, однако, как можно видеть, это не привело к каким-либо серьезным последствиям.

Сказанное не должно служить поводом для того, чтобы к выбору высоты размещения антенны относиться без должного внимания. Дело в том, что величинами  $\frac{\alpha}{k_1}$  и  $\frac{\beta}{k_1}$ , которые непосредственно связаны с высотой  $h$ ,

определяются значения оптимальных длин и потенциальные возможности эффективности антенн НБ. При использовании антенн НБ для связи отраженными волнами выбор значений  $h$  для формирования необходимых характеристик направленности имеет очень большое значение.

Рассмотрим теперь вопрос об оптимальных длинах антенны  $l_{\text{опт}}$ , при которых коэффициент усиления достигает максимального значения  $G_{\text{опт}}$ .

202

Таблица IV.2.1

н НБ  $\frac{40}{h}$  для земной волны

10 <sup>-2</sup>			10 <sup>-3</sup>		
0,5	1,25	2,5	0,5	1,25	2,5
3,9 · 10 <sup>-3</sup>	3,7 · 10 <sup>-3</sup>	3,6 · 10 <sup>-3</sup>	2,9 · 10 <sup>-2</sup>	2,9 · 10 <sup>-2</sup>	2,9 · 10 <sup>-2</sup>
3 · 10 <sup>-1</sup>	4,2 · 10 <sup>-1</sup>	5 · 10 <sup>-1</sup>	7,5 · 10 <sup>-1</sup>	1,1	1,4
8,1 · 10 <sup>-1</sup>	9,6 · 10 <sup>-1</sup>	1	1,4	1,8	2,2
5	6,6	6,3	5,6	—	—

Для этого достаточно приравнять нулю производную по  $l$  от числителя дроби в (2), что приводит к

$$\cos(\alpha - k_1 \cos \varphi) l + \frac{\alpha - k_1 \cos \varphi}{\beta} \sin(\alpha - k_1 \cos \varphi) l = e^{-\beta l} \quad (IV.2.4)$$

Преобразуем (4), умножив и разделив аргументы тригонометрических функций на  $\beta$ , а затем введем обозначения

$$\frac{\alpha - k_1 \cos \varphi}{\beta} = y; \quad \beta l = x. \quad (IV.2.5)$$

Тогда (4) получит вид

$$\cos xy + y \sin xy = e^{-x}. \quad (IV.2.6)$$

Уравнение (6) определяет семейство обобщенных кривых  $y = y(x)$ , которые позволяют найти наименьшую длину антенны, обеспечивающую либо максимальное, либо минимальное излучение в заданном направлении. На рис. 5 приведены две такие кривые, соответствующие максимуму основного лепестка диаграммы направленности (I) и первому минимуму диаграммы направленности (II). Для максимумов других лепестков и следующих минимумов могут быть построены аналогичные кривые.

Если необходимо определить  $l_{\text{опт}}$  при заданных  $\frac{\alpha}{k_1}$ ,  $\frac{\beta}{k_1}$  и  $\varphi$ , мы вычисляем  $y_0 = \frac{\alpha/k_1 - \cos \varphi}{\beta/k_1}$  и по кривой I находим соответствующее значение  $x_0$ .

Тогда

$$\frac{l_{\text{опт}}}{\lambda} = \frac{x_0}{2\pi \frac{\beta}{k_1}} \quad (\text{IV.2.7})$$

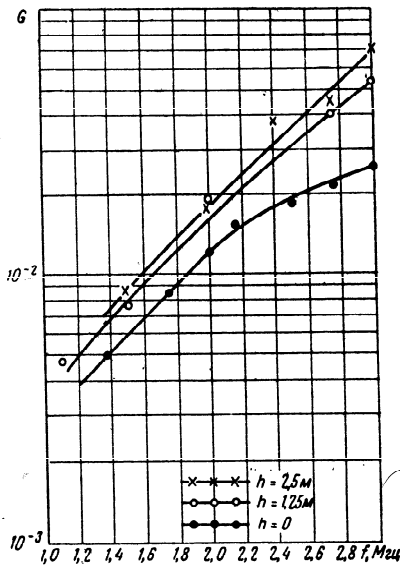


Рис. IV.2.4. Зависимость коэффициента усиления коротковолновой антенны НБ  $\frac{150}{h}$  от частоты и высоты подвеса.

На рис. 6 изображено семейство зависимостей  $\frac{l_{\text{опт}}}{\lambda}$  от

$\frac{\beta}{k_1}$  для различных  $\frac{\alpha}{k_1}$  при  $\varphi = 0$ .

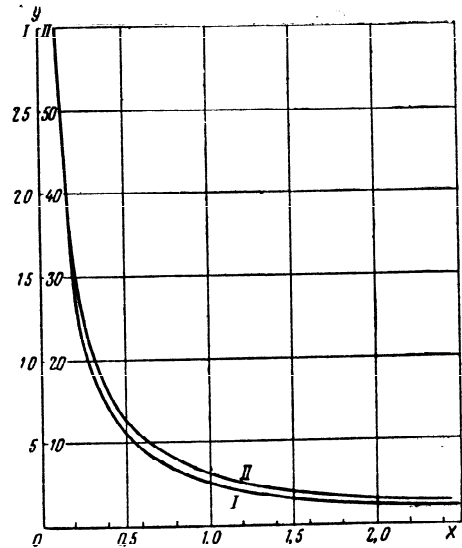


Рис. IV.2.5. График для определения оптимальной длины антенны НБ.

Если подставить значение  $l_{\text{опт}}$  в (2), то получим формулу, определяющую максимально достижимое значение коэффициента усиления антенны,

$$G_{\text{опт}} = \frac{40}{W} \frac{\sin^2(\alpha - k_1 \cos \varphi) l_{\text{опт}}}{\frac{\beta^2}{k_1^2}} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi. \quad (\text{IV.2.8})$$

Выражение (8) подтверждает сделанное выше замечание по поводу влияния высоты подвеса антенны на ее эффективность, поскольку с увеличением высоты  $h$  увеличивается  $l_{\text{опт}}$ , а значит и  $G_{\text{опт}}$ .

Следует заметить, что эксплуатационные соображения обычно заставляют ограничивать длину антенны, не реализуя полностью ее возможностей.

Выше мы указывали, что при малых длинах антенна НБ имеет диаграмму направленности по форме близ-



кую к восьмерке. С увеличением отношения  $\frac{l}{\lambda}$  происходит сужение лепестка диаграммы в направлении  $\varphi=0$  и уменьшение величины заднего лепестка ( $\varphi=180^\circ$ ). Кон-

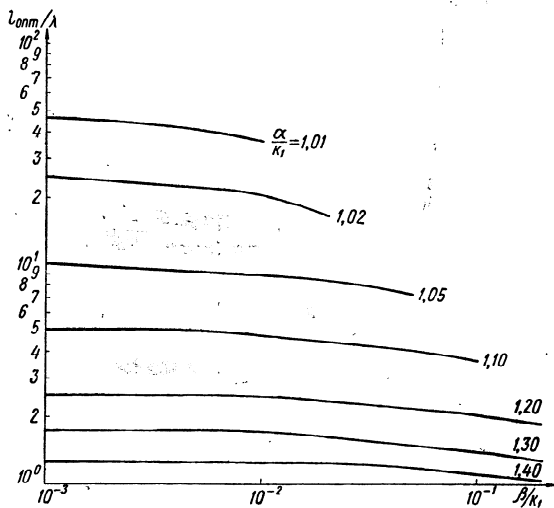


Рис. IV.2.6. Зависимость оптимальной длины антенны НБ от постоянной распространения волны.

центрация излучения в главном направлении при достаточно малых боковых и задних лепестках приводит к увеличению коэффициента усиления с ростом отношения  $\frac{l}{\lambda}$ . В качестве иллюстрации на рис. 7—9 приведена

серия диаграмм направленности антенны НБ  $\frac{150}{1,25}$ . Результаты измерений показаны точками. Следует подчеркнуть, что сужение главного лепестка диаграммы направленности не является безграничным. Как только длина антенны превзойдет значение  $l_{opt}$  однонаправленность излучения будет нарушена и в главном лепестке появится провал. Дальнейшее увеличение может привести к уменьшению излучения в главном направлении вплоть до нуля.

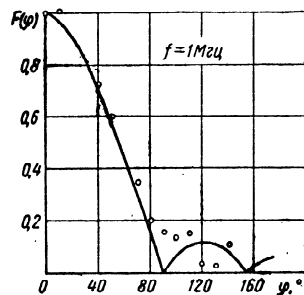


Рис. IV.2.7. Диаграмма направленности антенны НБ  $\frac{150}{1,25}$  в горизонтальной плоскости:  $f=1$  Мгц.

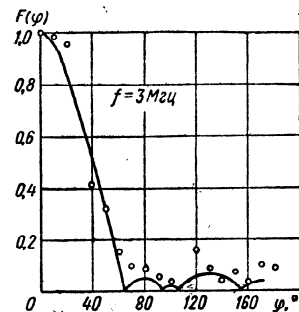


Рис. IV.2.8. Диаграмма направленности антенны НБ  $\frac{150}{1,25}$  в горизонтальной плоскости:  $f=3$  Мгц.

На рис. 10—12 приведена серия диаграмм направленности антенны НБ  $\frac{40}{h}$  для более высоких частот. Во всех

случаях экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетными. Может показаться странным, что значения напряженности поля, измеренные для направления  $\varphi=90^\circ$ , отличны от нуля. Это объясняется излучением снижения антенны, которое при выводе формул, определяющих диаграмму направленности антенны НБ, не учитывалось.

Может возникнуть вопрос о требованиях к качеству согласования нагрузочного сопротивления антенны с ее волновым сопротивлением, определенным нами в § III.2. Считая  $Z_n$  произвольным, воспользуемся формулой (1.10) и получим формулу, определяющую коэффици-

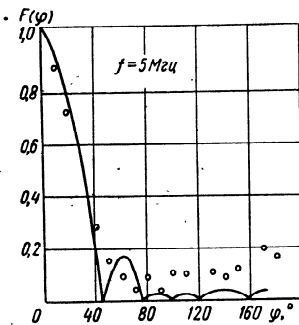


Рис. IV.2.9. Диаграмма направленности антенны НБ  $\frac{150}{1,25}$  в горизонтальной плоскости:  $f=5$  Мгц.

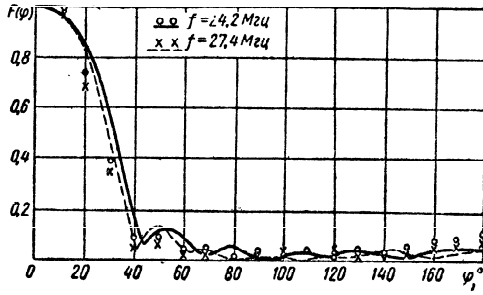


Рис. IV.2.10. Диаграммы направленности антенны  $\text{НБ } \frac{40}{1,2}$  в горизонтальной плоскости.

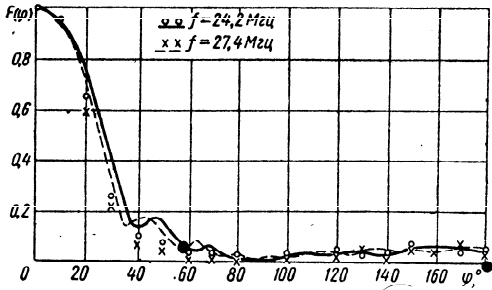


Рис. IV.2.11. Диаграммы направленности антенны  $\text{НБ } \frac{40}{0,5}$  в горизонтальной плоскости.

ент усиления антенны в этом случае. Не приводя промежуточных выкладок, выпишем эту формулу:

$$G = \frac{40}{R_A} \left| \frac{(e^{ik_1 l \cos \varphi} - \cos \gamma l) \left( \frac{Z_H}{W} \frac{\gamma}{k_1} + \cos \varphi \right) - i \sin \gamma l \left( \frac{Z_H}{W} \cos \varphi + \frac{\gamma}{k_1} \right)}{\left( \frac{\gamma^2}{k_1^2} - \cos^2 \varphi \right) \left( \frac{Z_H}{W} \sin \gamma l - i \cos \gamma l \right)} \right|^2 \quad (\text{IV.2.9})$$

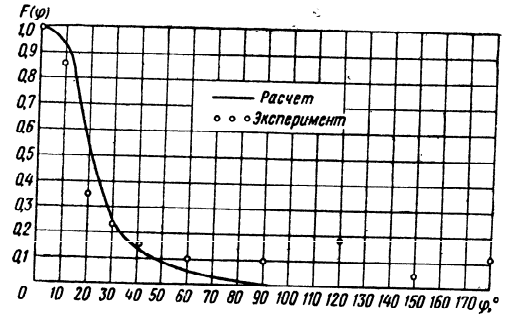


Рис. IV.2.12. Диаграмма направленности антенны  $\text{НБ } \frac{40}{1}$  при  $f = 24,1 \text{ МГц}; \Pi \cdot 10^{-3}$ .

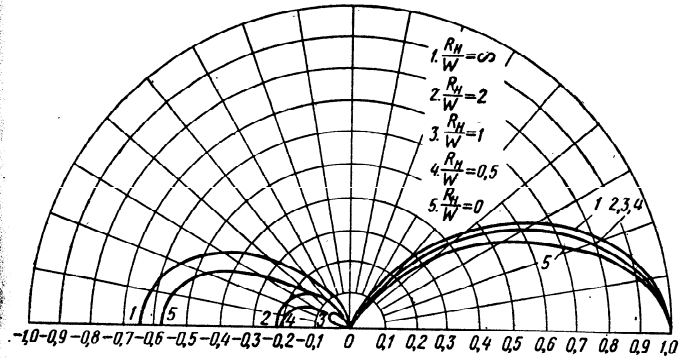


Рис. IV.2.13. Зависимость диаграммы направленности горизонтальной антенны от величины нагрузочного сопротивления.

Здесь

$$R_A = \text{Re } Z_A.$$

Анализ показывает, что при  $\frac{\alpha}{k_1} \geq 1,05$  и  $\frac{\beta}{k_1} \geq 0,03$  значение  $G$  оказывается неизменным с точностью в несколько процентов при сопротивлениях нагрузки  $0 < Z_H < \infty$ .

Следовательно, с точки зрения эффективности не имело бы смысла особенно заботиться о качестве согласования. Однако в интересах сохранения однонаправленности антенны и увеличения ее коэффициента направленного действия следует стремиться к соблюдению условия  $Z_{\text{н}} \approx W$ . Для иллюстрации этого положения на рис. 13 приведены диаграммы направленности антенн длиной  $\frac{l}{\lambda} = 2,4$  при  $\frac{Y}{k_1} = 1,05 - i0,03$  для различных значений сопротивления нагрузки.

Рассмотрим теперь характеристики антенн НБ при работе пространственными волнами.

Обращаясь к соотношениям (1.12) с учетом (1.18) и (1.19), можно получить формулы для определения коэффициентов усиления.

а) Вертикальная поляризация:

$$G = \frac{18,3}{W} \frac{1 - 2e^{-\beta l} \cos(\alpha - k_1 \cos \Delta \cos \varphi) l + e^{-2\beta l}}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \Delta \cos \varphi\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}} \times \\ \times |1 - \bar{F}_v e^{-2i k_1 h \sin^2 \Delta}|^2 \sin^2 \Delta \cos^2 \varphi; \quad (\text{IV.2.10})$$

б) горизонтальная поляризация:

$$G = \frac{18,3}{W} \frac{1 - 2e^{-\beta l} \cos(\alpha - k_1 \cos \Delta \cos \varphi) l + e^{-2\beta l}}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \Delta \cos \varphi\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}} \times \\ \times |1 + \bar{F}_r e^{-2i k_1 h \sin^2 \Delta}|^2 \sin^2 \varphi. \quad (\text{IV.2.11})$$

Не требуется специального анализа для установления ограниченности возможностей антенны НБ при работе горизонтально-поляризованными волнами. Действительно, в главном направлении ( $\varphi=0$ ) излучение (прием) вообще отсутствует, что определяется множителем  $\sin^2 \varphi$ . Для  $\varphi \neq 0$ , но при малых углах возвышения коэффициент усиления оказывается небольшим за счет множителя земли.

Поэтому далее основное внимание будет уделено вертикальной поляризации. Сразу же отметим, что ряд выводов, сделанных применительно к антеннам НБ земных

волн, здесь теряет силу. Так, во-первых, за счет отсутствия множителя  $\cos^2 \theta$ , должна заметно ослабиться зависимость  $G = G(\sigma_2)$ . Во-вторых, увеличение длины антенны приводит к росту коэффициента усиления с одновременным изменением направления максимального излучения  $\Delta_{\text{макс}}$  (в общем случае и  $\varphi_{\text{макс}}$ ) в вертикальной плоскости. В-третьих, высота подвеса антенны оказывает непосредственное влияние на значение коэффициента усиления антенны.

Найдем связь между углом  $\Delta_{\text{макс}}$  и значением оптимальной длины антенны.

Повторив вычисления, аналогичные (4), мы пришли бы снова к уравнению (6), в котором

$$\frac{\alpha - k_1 \cos \Delta \cos \varphi}{\beta} = y; \quad \beta l = x. \quad (\text{IV.2.5}')$$

Следовательно, мы можем пользоваться номограммой рис. 6 указанным образом с тем лишь отличием, что теперь

$$y_0 = \frac{\frac{\alpha}{k_1} - \cos \Delta \cos \varphi}{\frac{\beta}{k_1}},$$

где  $\Delta$  и  $\varphi$  характеризуют заданное направление максимального (или минимального) излучения.

Однако выбор  $l = l_{\text{опт}}$  характеризует работу антенны лишь применительно к той длине волны, для которой проводился расчет. В случае, если антенна предназначена для использования в достаточно широком диапазоне частот, должна быть выбрана некоторая компромиссная длина. В частности, на рис. 14 показана серия

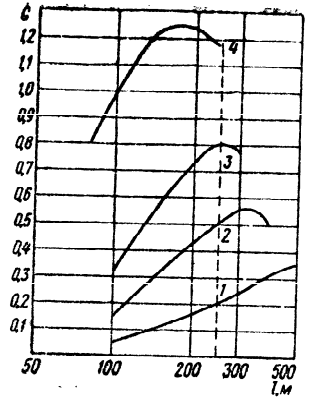


Рис. IV.2.14. Зависимость коэффициента усиления антенны НБ  $\frac{l}{2,5}$  от ее длины: 1)  $\lambda = 100$  м; 2)  $\lambda = 60$  м; 3)  $\lambda = 40$  м; 4)  $\lambda = 15$  м.

зависимостей коэффициента усиления антенны НБ с высотой подвеса  $h=2,5$  м от длины полученных для диапазона волн  $\lambda=15 \div 100$  м. В соответствии с этим графиком была выбрана длина антенны  $l=250$  м. Дальнейшее уве-

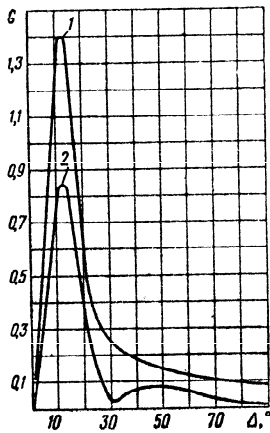


Рис. IV.2.15. Диаграммы направленности антенны НБ  $\frac{250}{2,5}$  в вертикальной плоскости: 1)  $\lambda=15$  м; 2)  $\lambda=40$  м.

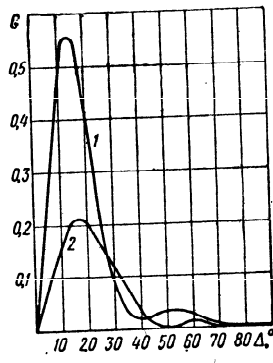


Рис. IV.2.16. Диаграммы направленности антенны НБ  $\frac{250}{2,5}$  в вертикальной плоскости: 1)  $\lambda=60$  м; 2)  $\lambda=100$  м.

личение длины повело бы к уменьшению коэффициента усиления на самых коротких волнах, наиболее употребительных для магистральных связей.

На рис. 15—16 приведены диаграммы направленности антенны НБ  $\frac{250}{2,5}$  в абсолютных значениях коэффициента усиления при  $\Pi \frac{10}{7,8 \cdot 10^{-2}}$ . Мы видим, что направления максимального излучения лежат в секторе углов возвышения  $\Delta=12 \div 18^\circ$ . Ширина главного лепестка половинной мощности составляет от 13 до  $24^\circ$  (побочные лепестки подробно не просчитывались).

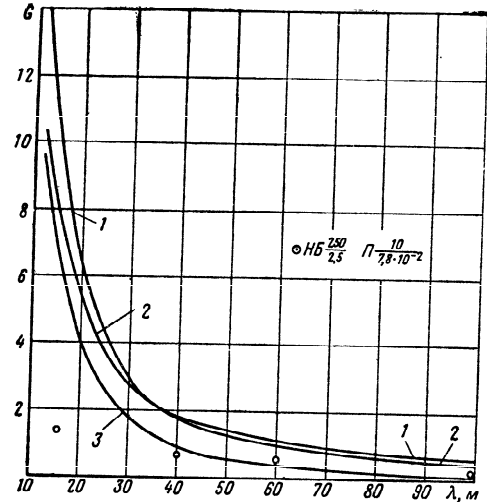


Рис. IV.2.17. Зависимость коэффициента усиления антенны НБ  $\frac{300}{2,5}$  от длины волны: 1)  $\Pi \frac{4}{5 \cdot 10^{-4}}$ ; 2)  $\Pi \frac{8}{5 \cdot 10^{-3}}$ ; 3)  $\Pi \frac{20}{5 \cdot 10^{-2}}$ .

Значения коэффициента усиления для антенны НБ  $\frac{250}{2,5}$  (рис. 17) оказываются меньшими, нежели приведенные Айзенбергом [23], которым весьма подробно исследованы антенны НБ  $\frac{300}{2,5}$  и НБ  $\frac{100}{2,5}$ . Это объясняется, с одной стороны, различной длиной сравниваемых антенн, а с другой стороны, несколько иными исходными данными для расчета (см. § III.2).

Для полноты картины на рис. 18 приведен график, показывающий зависимость  $G=G(\lambda)$  антенны НБ  $\frac{100}{2,5}$ .

Направленные свойства антенны могут быть более полно оценены с помощью диаграмм направленности на конусных поверхностях при углах  $\Delta=\Delta_{\text{макс}}$ . Эти диа-

граммы показаны на рис. 19 и 20. Ширина главного лепестка по азимуту составляет  $22-43^\circ$ , т. е. почти в два раза превышает его ширину по углу возвышения.

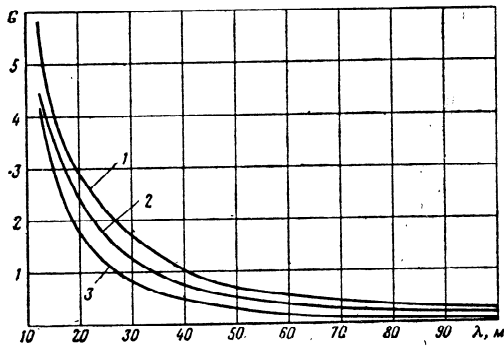


Рис. IV.2.18. Зависимость коэффициента усиления антенны НБ  $\frac{100}{2,5}$  от длины волны:

$$1) \Pi \frac{3}{5 \cdot 10^{-4}}; 2) \Pi \frac{8}{5 \cdot 10^{-3}}; 3) \Pi \frac{20}{5 \cdot 10^{-2}}.$$

На рис. 21 и 22 приведены результаты экспериментального снятия диаграмм направленности антенны НБ  $\frac{150}{2,5}$ , причем рис. 21 подтверждает хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных.

По диаграммам направленности было приближенно оценено значение КНД антенны НБ и затем это значение было сопоставлено со значением КНД для ромбической антенны РГД  $\frac{65}{4}-1$  с длиной волны  $\lambda_0=20$  м. Результаты расчета приведены на рис. 23. Как видно, при рассмотрении диапазона волн с перекрытием 3—5 в среднем КНД этих антенн оказываются соизмеримыми. Однако ромбические антенны имеют значительное преимущество перед антеннами НБ в отношении коэффициента усиления. На рис. 24 показан результат вычисления выигрыша в КУ, обеспечиваемого ромбической антенной в зависимости от длины волны для различных углов прихода луча.

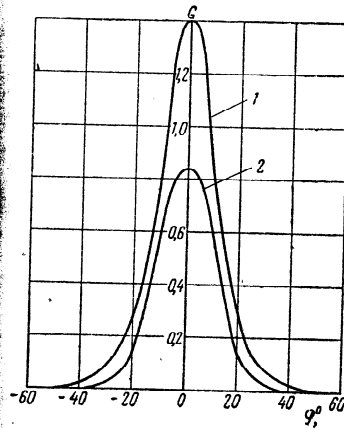


Рис. IV.2.19. Диаграммы направленности антенны НБ  $\frac{250}{2,5}$  на поверхности конуса  $\Delta = \Delta_{\max}$

$$\Pi \frac{10}{7,8 \cdot 10^{-2}};$$

1)  $\lambda=15$  м,  $\Delta_{\max}=11^\circ$ ; 2)  $\lambda=40$  м,  $\Delta_{\max}=12^\circ$ .

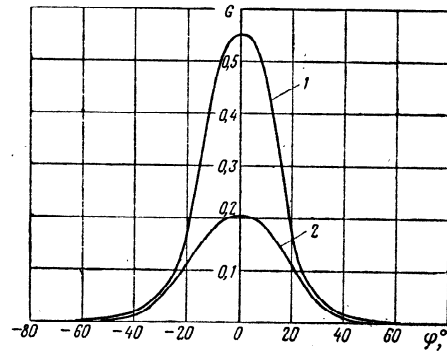


Рис. IV.2.20. Диаграммы направленности антенны НБ  $\frac{250}{2,5}$  на поверхности конуса  $\Delta = \Delta_{\max}$

$$\Pi \frac{10}{7,8 \cdot 10^{-2}};$$

1)  $\lambda = 60$  м,  $\Delta_{\max}=15^\circ$ ; 2)  $\lambda=100$  м,  $\Delta_{\max}=17^\circ$ .

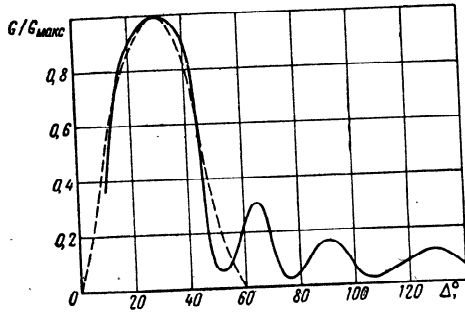


Рис. IV.2.21. Диаграмма направленности антенны НБ  $\frac{150}{2,5}$  в вертикальной плоскости при  $f = 4$  Мгц. Сплошная линия — экспериментальная, пунктирная — расчетная для  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ .

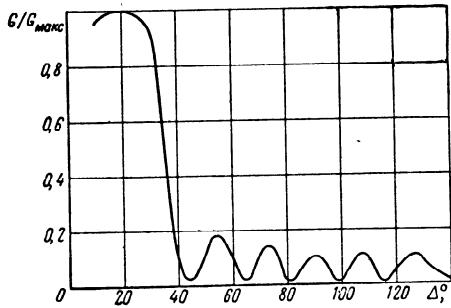


Рис. IV.2.22. Экспериментальная диаграмма направленности антенны НБ  $\frac{150}{2,5}$  в вертикальной плоскости при  $f = 6,5$  Мгц.

Экспериментальное сравнение антенн НБ  $\frac{200}{3}$  и РГД  $\frac{65}{4}$  было проведено в основном на трассе Москва — Хабаровск путем попеременной записи сигнала из Хабаровска на входе приемников, подключенных к обеим антеннам. Измерения проводились в течение нескольких

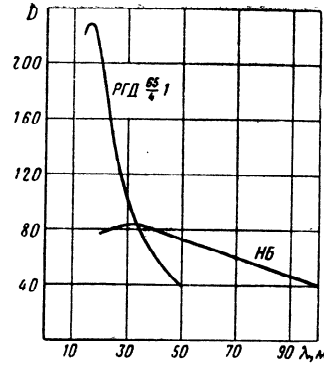


Рис. IV.2.23. Сопоставление коэффициента направленного действия антенн РГД  $\frac{65}{4}$  и НБ  $\frac{150}{2,5}$ .

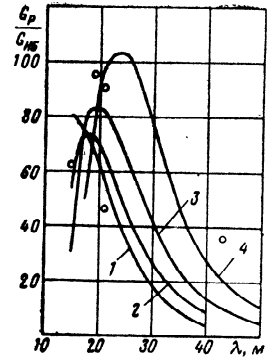


Рис. IV.2.24. Сопоставление коэффициента усиления антенн РГД  $\frac{65}{4}$  и НБ  $\frac{150}{2,5}$ . Точки — результаты эксперимента для антенн НБ  $\frac{200}{3}$ . 1)  $\Delta = 0^\circ$ ; 2)  $\Delta = 12^\circ$ ; 3)  $\Delta = 15^\circ$ ; 4)  $\Delta = 18^\circ$ .

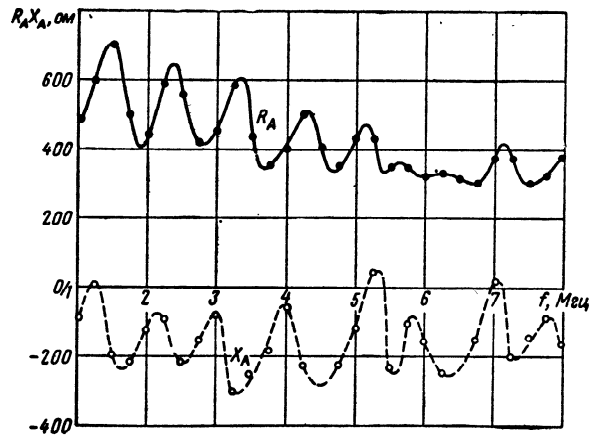


Рис. IV.2.25. Зависимость входного сопротивления антенны НБ  $\frac{150}{2,8}$  от частоты при  $R_n = 400$  ом.

суток. Результаты статистической обработки экспериментальных данных показаны точками на рис. 24. Как видно, за исключением  $\lambda=42,9$  м все остальные точки лежат в поле расчетных значений относительной эффективности антенн.

На основании данных эксперимента антенны ИБ вполне можно рекомендовать в качестве достаточно мобильных и легко восстанавливаемых магистральных приемных антенн. Даже имея в виду большую длину антенн и сравнительную близость земли, целесообразно нагружать их активным сопротивлением  $R_n=400 \div 500$  ом. На рис. 25 приведены измеренные значения входного сопротивления антенны ИБ  $\frac{150}{2,8}$ , нагруженной сопротивлением 400 ом. Как и следовало ожидать, входное сопротивление в широком диапазоне частот мало изменяется.

### IV.3. НАКЛОННАЯ V-ОБРАЗНАЯ АНТЕННА

Как уже указывалось, антенны этого типа были впервые рассмотрены Корекода и Гаррисоном.

Необходимость для размещения лишь одной опоры, простота конструкции полотна, возможность изменения ориентации при достаточно хороших электрических характеристиках привлекли внимание инженеров.

Гаррисоном были исследованы характеристики направленности V-антенн в горизонтальной плоскости, проходящей через точку ее подвеса, и в вертикальной бисекторной плоскости.

Далее антенной занимались многие инженеры (Русук, Митягин, Соловьев и др.), однако большая часть результатов, полученных ими, не была опубликована. Позже появились статьи Холла, Ямпольского и других авторов.

В результате к настоящему времени рассматриваемые антенны достаточно подробно исследованы как теоретически, так и экспериментально, что позволяет с полной уверенностью осуществлять их выбор и проектирование применительно к заданным электрическим требованиям.

Физика работы этих антенн роднит их с ромбическими антеннами. Угол между проводами V-антенны

выбирается таким, чтобы излучение обоих симметрично питаемых проводов складывалось в бисекторной плоскости.

Естественно, что при заданной конструкции с изменением длины волны будет изменяться угол максимального излучения каждого провода, соответственно будут изме-

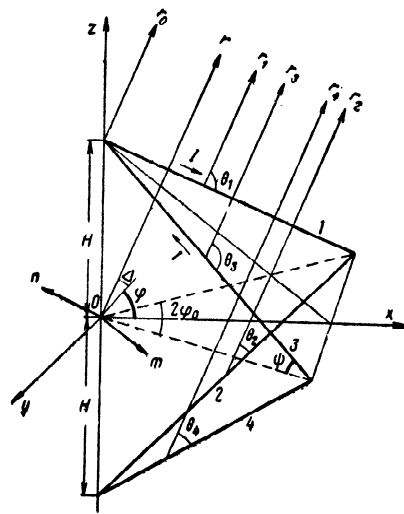


Рис. IV.3.1. Конфигурация V-антенны

няться условия сложения полей, а следовательно, наклон и ширина суммарной характеристики направленности антенны.

Указанные обстоятельства и определяют диапазонность антенны, поскольку при нагрузке ее проводов активными сопротивлениями, близкими к волновому, вопрос о диапазонности антенны по входному сопротивлению отпадает.

Рассмотрим основные положения теории V-антенн.

Пусть антенна из проводов 1 и 3 длиной  $l$  (рис. 1) размещена так, что точка ее подвеса имеет координаты  $(0,0,H)$  и провода антенны, нагруженные у земли сопротивлениями  $R_n \cong W$ , составляют угол  $\psi$  с горизонтальной

плоскостью. Угол между проекциями лучей на плоскость  $хоу$  (поверхность земли) обозначим  $2\varphi_0$ .

Антенны с такими размерами в дальнейшем будем сокращенно обозначать  $VНБ \frac{l}{H} 2\varphi_0$  и  $VНС \frac{l}{H} 2\varphi_0$  соответственно для случаев  $R_H \cong W$  и  $R_H = \infty$ .

Провода 2 и 4 являются зеркальным изображением антенны. Направления мгновенных значений токов в проводах антенны примем такими, как это обозначено стрелками на чертеже, причем знак тока определяется совпадением (+) или несовпадением (—) направлений тока и координаты  $\zeta$ , отсчитываемой вдоль проводов от точки их подвеса.

Будем искать значение напряженности поля в удаленной точке, радиус-вектор которой составляет с горизонтальной плоскостью угол  $\Delta$ , а проекция на горизонтальную плоскость образует угол  $\varphi$  с осью  $ох$ .

Углы между проводами антенны и направлениями на точку наблюдения обозначим  $\cos \theta_i$ . За начало отсчета фаз примем точку подвеса антенны.

Разложим момент тока элемента  $d\zeta$  на три составляющие: первую — параллельную направлению  $\vec{r}$ , вторую — горизонтальную и перпендикулярную первой ( $\vec{om}$ ) и третью ( $\vec{on}$ ) — перпендикулярную первым двум направлениям. Вторая определит горизонтально-поляризованную составляющую поля антенны, а третья — вертикально-поляризованную.

Для удобства вычисления проекций составим таблицу направляющих косинусов.

Займемся в первую очередь горизонтально-поляризованным полем.

Соответствующая составляющая поля в точке приема может быть определена как

$$dE_i = i \frac{30k_1}{r_i} I_0 e^{-i\gamma \zeta_i} e^{-ik_1 r_i} \cos(\widehat{r_i, m}) d\zeta_i. \quad (IV.3.1)$$

Из рис. 1 очевидны следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= r_0 - \zeta \cos \theta_1; & r_3 &= r_0 - \zeta \cos \theta_3, \\ r_2 &= r_0 + 2H \sin \Delta - \zeta \cos \theta_2; \\ r_4 &= r_0 + 2H \sin \Delta - \zeta \cos \theta_4. \end{aligned} \right\} \quad (IV.3.2)$$

Таблица направляющих косинусов

Направление	Направляющие косинусы по осям		
	$ох$	$оу$	$оз$
$\vec{r}$	$\cos \Delta \cos \varphi$	$-\cos \Delta \sin \varphi$	$\sin \Delta$
1-й провод	$\cos \psi \cos \varphi_0$	$-\cos \psi \sin \varphi_0$	$-\sin \psi$
2-й провод	$\cos \psi \cos \varphi_0$	$-\cos \psi \sin \varphi_0$	$\sin \psi$
3-й провод	$\cos \psi \cos \varphi_0$	$\cos \psi \sin \varphi_0$	$-\sin \psi$
4-й провод	$\cos \psi \cos \varphi_0$	$\cos \psi \sin \varphi_0$	$\sin \psi$
$\vec{om}$	$\sin \varphi$	$\cos \varphi$	0
$\vec{on}$	$-\sin \Delta \cos \varphi$	$\sin \Delta \sin \varphi$	$\cos \Delta$

Значения  $\cos \theta_i$  и  $\cos(\widehat{r_i, m})$  можно легко найти с помощью таблицы:

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_1 &= a + b - c; & \cos \theta_3 &= a - b - c; \\ \cos \theta_2 &= a + b + c; & \cos \theta_4 &= a - b + c; \end{aligned} \right\} \quad (IV.3.3)$$

$$\cos(\widehat{r_i, m}) = \cos \psi \sin(\varphi \mp \varphi_0)$$

$$\begin{aligned} a &= \cos \Delta \cos \psi \cos \varphi \cos \varphi_0; & b &= \cos \Delta \cos \psi \sin \varphi \sin \varphi_0; \\ c &= \sin \Delta \sin \psi. \end{aligned}$$

В знаменателях (1)  $r_i$  можно заменить на  $r_0$ . Положим  $\gamma = \xi k_1$ , что будет являться первым приближением. В случае необходимости может быть введена поправка, учитывающая затухание вдоль проводов антенны. Обычно достаточно введение в (1) множителя  $e^{\frac{-\beta l}{2}}$ .

С учетом сказанного, а также полагая, что токи в лучах 2 и 4 отличаются от токов в лучах 1 и 3 лишь множителем  $\vec{F}_r$ , получим в результате интегрирования (1) вдоль каждого из лучей антенны от 0 до  $l$



каждого из лучей антенны от 0 до  $l$

$$E = -\frac{30I_0}{r_0} \cos \psi e^{-ik_1 r_0} \left\{ \frac{e^{-ik_1 l (\xi - \cos \theta_1)} - 1}{\xi - \cos \theta_1} \sin(\varphi - \varphi_0) + \right. \\ \left. + \bar{F}_r \frac{e^{-ik_1 l (\xi - \cos \theta_2)} - 1}{\xi - \cos \theta_2} \sin(\varphi - \varphi_0) e^{-2ik_1 H \sin \Delta + i\phi_r} - \right. \\ \left. - \frac{e^{-ik_1 l (\xi - \cos \theta_3)} - 1}{\xi - \cos \theta_3} \sin(\varphi + \varphi_0) - \right. \\ \left. - \bar{F}_r \frac{e^{-ik_1 l (\xi - \cos \theta_4)} - 1}{\xi - \cos \theta_4} \sin(\varphi + \varphi_0) e^{-2ik_1 H \sin \Delta + i\phi_r} \right\}. \quad (IV.3.4)$$

После элементарных, но громоздких преобразований получаем выражение

$$E = i \frac{60}{r_0} I_0 e^{-ik_1 \left[ r_0 + \frac{l}{2} (1-a) + H \sin \Delta \right] + i \frac{\phi_r}{2}} (\mathcal{P} + iQ) \cos \psi. \quad (IV.3.5)$$

Здесь:

$$\mathcal{P} = \frac{K \cos p \cos q + L \sin p \sin q}{(\xi - a - b)^2 - c^2} \sin(\varphi - \varphi_0) + \\ + \frac{-M \cos p \cos q + N \sin p \sin q}{(\xi - a + b)^2 - c^2} \sin(\varphi + \varphi_0); \\ Q = \frac{K \sin p \cos q - L \cos p \sin q}{(\xi - a - b)^2 - c^2} \sin(\varphi - \varphi_0) + \\ + \frac{M \sin p \cos q + N \cos p \sin q}{(\xi - a + b)^2 - c^2} \sin(\varphi + \varphi_0); \\ K = S_1 \sin u \cos w + T_1 \cos u \sin w; \\ L = S_1 \cos u \sin w + T_1 \sin u \cos w; \\ M = S_2 \sin v \cos w + T_2 \cos v \sin w; \\ N = S_2 \cos v \sin w + T_2 \sin v \cos w; \\ S_1 = (\xi - a - b)(1 + F_r) - c(1 - F_r); \\ S_2 = (\xi - a + b)(1 + F_r) - c(1 - F_r); \\ T_1 = (\xi - a - b)(1 - F_r) - c(1 + F_r); \\ T_2 = (\xi - a + b)(1 - F_r) - c(1 + F_r); \\ u = \frac{k_1 l}{2} (\xi - a - b); \quad v = \frac{k_1 l}{2} (\xi - a + b); \quad w = \frac{k_1 l}{2} c; \\ p = \frac{k_1 l}{2} b; \quad q_1 = \frac{k_1 l}{2} - k_1 H \sin \Delta + \frac{\phi_r}{2}.$$

Соответственно амплитуда поля будет иметь вид

$$|E| = \frac{60I_0}{r_0} \cos \psi \sqrt{\mathcal{P}^2 + Q^2}. \quad (IV.3.6)$$

Полученные формулы оказываются достаточно сложными, поскольку они описывают объемную характеристику направленности антенны. Если мы будем осуществлять сечение этой характеристики теми или иными координатными поверхностями, формулы значительно упростятся. В частности, для вертикальной бисекторной плоскости ( $\varphi=0$ ) оказывается  $b=p=0$ , и мы получаем

$$|E| = \frac{120I_0}{r_0} \frac{\cos \psi \sin \varphi_0}{(\xi - a)^2 - c^2} \sqrt{\int_{\varphi=0} K^2 \cos^2 q + L^2 \sin^2 q}. \quad (IV.3.7)$$

Для перехода к случаю идеально проводящей земли достаточно в выражениях (5) и следующих за ним положить  $F_r=1$ , а  $\phi_r=2\pi$ .

Кроме того, будем считать  $\xi=1$ . Вид конечной формулы не меняется

$$|E| = \frac{120I_0}{r_0} \cos \psi \sqrt{\mathcal{P}_0^2 + Q_0^2}, \quad (IV.3.8)$$

однако величины  $\mathcal{P}$ ,  $Q$ ,  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$ ,  $q$  получают новые значения, которые здесь имеют нулевые индексы:

$$\mathcal{P}_0 = \frac{K_0 \sin p \sin q_0 + L_0 \cos p \cos q_0}{(1 - a - b)^2 - c^2} \sin(\varphi - \varphi_0) + \\ + \frac{M_0 \sin p \sin q_0 - N_0 \cos p \cos q_0}{(1 - a + b)^2 - c^2} \sin(\varphi + \varphi_0); \\ Q_0 = \frac{-K_0 \cos p \sin q_0 + L_0 \sin p \cos q_0}{(1 - a - b)^2 - c^2} \sin(\varphi - \varphi_0) + \\ + \frac{M_0 \cos p \sin q_0 + N_0 \sin p \cos q_0}{(1 - a + b)^2 - c^2} \sin(\varphi + \varphi_0); \\ K_0 = (1 - a - b) \sin u_0 \cos w - c \cos u_0 \sin w; \\ M_0 = (1 - a + b) \sin v_0 \cos w - c \cos v_0 \sin w; \\ L_0 = (1 - a - b) \cos u_0 \sin w - c \sin u_0 \cos w; \\ N_0 = (1 - a + b) \cos v_0 \sin w - c \sin v_0 \cos w; \\ u_0 = \frac{k_1 l}{2} (1 - a - b); \quad v_0 = \frac{k_1 l}{2} (1 - a + b); \\ q_0 = \frac{k_1 l}{2} c - k_1 H \sin \Delta.$$

Для биссекторной плоскости ( $\varphi=0$ ) снова  $b=p=0$ , и мы получаем

$$|E| = \frac{240I_0 \cos \psi \sin \varphi_0}{r_0 (1-a)^2 - c^2} \sqrt{L_0^2 \cos^2 q_0 + K_0^2 \sin^2 q_0}. \quad (\text{IV.3.7}')$$

Соответственно формулы для вычисления коэффициента усиления V-антенны по отношению к полуволно-

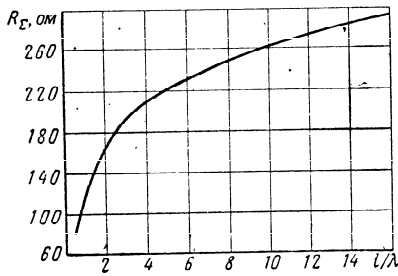


Рис. IV.3.2. Сопротивление излучения провода с бегущей волной.

вому вибратору в свободном пространстве принимают вид:

$$G = \frac{73,1}{W} e^{-\beta l} \cos^2 \psi (\mathcal{P}^2 + Q^2) \quad \text{для } \sigma_2 \neq \infty, \quad (\text{IV.3.9})$$

$$G = \frac{292,4}{W} e^{-\beta l} \cos^2 \psi (\mathcal{P}_0^2 + Q_0^2) \quad \text{для } \sigma_2 = \infty. \quad (\text{IV.3.10})$$

Волновое сопротивление антенны  $W$  по данным измерений имеет порядок 800—1000 ом. В формулы введена упоминавшаяся выше поправка, учитывающая затухание  $\beta$  вдоль проводов антенны.

Значение величины  $\beta$  в первом приближении может быть определено с помощью соотношения

$$\beta = \frac{R_{\Sigma}}{lW}. \quad (\text{IV.3.11})$$

Здесь  $R_{\Sigma}$  — сопротивление излучения одного провода антенны. В свою очередь,

$$R_{\Sigma} = 60 \left( \ln 2k_1 l - \text{Ci } 2k_1 l + \frac{\sin 2k_1 l}{2k_1 l} - 0,423 \right). \quad (\text{IV.3.12})$$

Зависимость сопротивления излучения от  $l/\lambda$  приведена на рис. 2.

224

Полученные формулы позволяют весьма подробно изучить направленные свойства антенны. В качестве иллюстрации приведем результаты исследования одного из вариантов антенны ВНБ  $\frac{200}{20}$  20 с высотой подвеса лучей у земли  $h=3$  м.

На рис. 3 изображена серия диаграмм направленности для длин волн  $\lambda=12,5$ ; 25 и 50 м при  $\varphi=0$ , а также диаграмма направленности на конической поверхности для  $\lambda=12,5$  м при  $\Delta=10^\circ$ .

Для  $\lambda=25$  м была вычислена диаграмма направленности по формуле (7), т. е. с учетом реальных параметров почвы  $\left( \prod \frac{10}{10^{-2}} \right)$ . Эта диаграмма практически совпала

с рассчитанной для  $\sigma_2 = \infty$ . На том же рисунке нанесены результаты измерений, полученные на ДЦВ модели над металлическим листом, которые вполне подтверждают правильность расчетов. Наличие поля в направлении  $\Delta=0$  при экспериментах связано с излучением кромки измерительного стола, чего трудно избежать при ограниченных размерах стенда. Значения коэффициентов усиления в направлении максимумов диаграмм направленности (рис. 3) составляют соответственно 18,4; 5,1; 0,97. Эти значения впоследствии были подтверждены результатами расчетов Ямпольского [74], график которого воспроизведен на рис. 4.

Пунктиром нанесены значения коэффициента усиления при оптимальном выборе угла раствора антенны  $2\varphi_0$  для каждой из рабочих волн. Аналогичный график для антенны с длиной лучей 100 м и высотой подвеса 20 м приведен на рис. 5. Увеличение длины лучей и высоты подвеса обеспечивает повышение эффективности антенны, однако вместе с этим она в значительной мере утрачивает свои преимущества в отношении простоты и мобильности. Имея в виду использование V-антенны в широком диапазоне частот для углов возвышения от 10 до  $24^\circ$ , исследуем более подробно зависимость коэффициента усиления антенны от ее размеров для  $\Delta=15^\circ$ .

Результаты соответствующих расчетов приведены на рис. 6, причем кривые 1, 4, 7 относятся к  $\frac{H}{\lambda}=1$ ; кривые 2, 5, 8 — к  $\frac{H}{\lambda}=2$ ; кривые 3, 6, 9 — к  $\frac{H}{\lambda}=0,5$ . Вы-

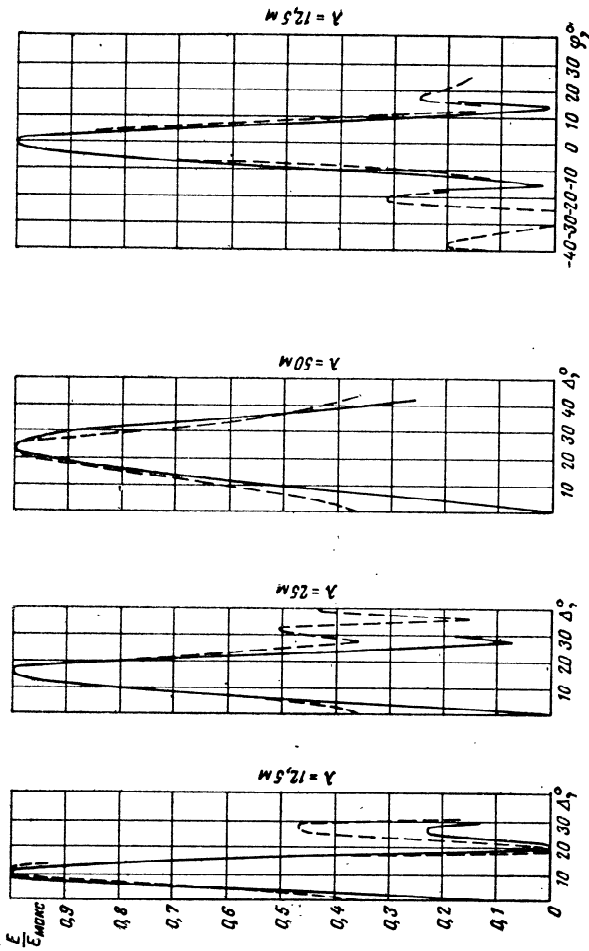


Рис. IV.3.3. Диаграммы направленности антенны  $VNB \frac{200}{20} 2\varphi_0$  в вертикальной плоскости: сплошные линии — результат расчета; пунктирные линии — результат эксперимента на моделях.

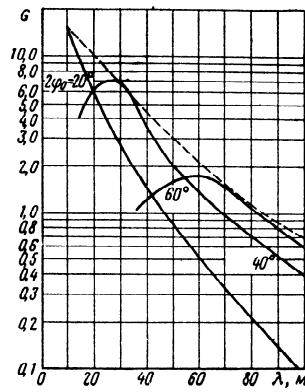


Рис. IV.3.4. Зависимость коэффициента усиления антенны  $VNB \frac{200}{20} 2\varphi_0$  от длины волны.

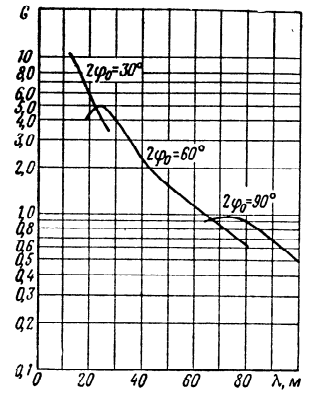


Рис. IV.3.5. Зависимость коэффициента усиления антенны  $VNB \frac{100}{20} 2\varphi_0$  от длины волны.

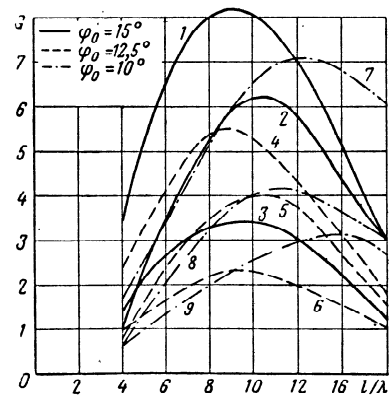


Рис. IV.3.6. Зависимость коэффициента усиления V-антенны от геометрических размеров для  $\Delta = 15^\circ$ .

брав с помощью данного графика  $\frac{l}{\lambda} = 9,5$  и  $\frac{H}{\lambda} = 1,0$ , получаем для средней волны  $\lambda_{cp} = 25$  м конструкцию антенны с  $l = 238$  м,  $H = 25$  м.

Характеристики такой антенны в широком диапазоне частот при различных углах возвышения могут быть оценены с помощью обобщенного графика рис. 7.

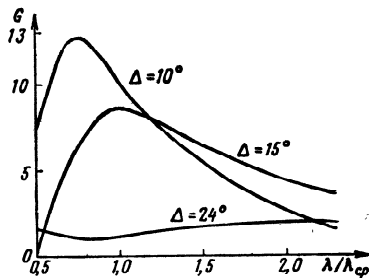


Рис. IV.3.7. Характер изменения коэффициента усиления антенны ВНБ  $\frac{238}{25}$  30 в рабочем диапазоне волн при  $\lambda_{cp} = 25$  м.

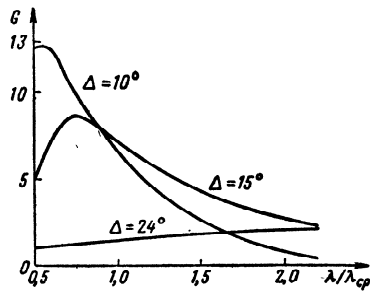


Рис. IV.3.8. Характер изменения коэффициента усиления антенны ВНБ  $\frac{175}{25}$  30 в рабочем диапазоне волн при  $\lambda_{cp} = 25$  м.

В случае несколько меньшей длины лучей  $\frac{l}{\lambda_{cp}} = 7$ , получаем зависимости, изображенные на рис. 8.

Анализ последних двух графиков показывает, что, сохраняя  $2\varphi_0 = \text{const}$ , не удается избежать резких перепадов значений коэффициента усиления в широком диапазоне волн.

Поэтому в случае, если представляется такая возможность, следует увеличивать угол раскрытия антенны с удлинением волн. Соответствующие значения углов  $2\varphi_0$  могут быть выбраны с помощью рис. 4 и 5.

Подробное изучение свойств V-антенны при работе вертикально-поляризованными волнами вряд ли является оправданным, так как в плоскости симметрии антенны поле вертикальной поляризации вообще отсутствует, да и в других плоскостях не имеет сколь-нибудь примечательных особенностей. Поэтому мы ограничимся тем, что приведем основную формулу, определяющую характеристику направленности антенны.

В данном случае

$$dE_i = i \frac{30k_1}{r_i} I_0 e^{i\tau_i} e^{-ik_1 r_i} \cos(\widehat{r_i, n}) d\zeta_i. \quad (IV.3.13)$$

Соотношения (2) и (3) сохраняют силу. Токи в лучах 2 и 4 следует снабдить множителями Френеля  $\bar{F}_B$ . При переходе к идеально проводящей поверхности земли  $F_B \rightarrow 1$ . Следовательно, токи в зеркальном изображении, как и положено, будут иметь обратные направления.

Искомая формула примет вид:

$$E = \frac{30I_0}{r_0} e^{-ik_1 r_0} \left\{ s_1 \frac{e^{-ik_1 l (\xi - \cos \theta_1)} - 1}{\xi - \cos \theta_1} + s_2 F_B \frac{e^{-ik_1 l (\xi - \cos \theta_2)} - 1}{\xi - \cos \theta_2} e^{-i2k_1 H \sin \Delta + i\varphi_B} - s_3 \frac{e^{-ik_1 l (\xi - \cos \theta_3)} - 1}{\xi - \cos \theta_3} - s_4 F_B \frac{e^{-ik_1 l (\xi - \cos \theta_4)} - 1}{\xi - \cos \theta_4} e^{-i2k_1 H \sin \Delta + i\varphi_B} \right\}. \quad (IV.3.14)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} s_{1,2} &= \pm \sin \Delta \cos \psi \cos (\varphi - \varphi_0) + \cos \Delta \sin \psi, \\ s_{3,4} &= \pm \sin \Delta \cos \psi \cos (\varphi + \varphi_0) + \cos \Delta \sin \psi. \end{aligned} \right\} \quad (IV.3.15)$$

Легко убедиться, что для бисекторной плоскости ( $\varphi = 0$  или  $\pi$ )  $s_1 = s_3$ ;  $s_2 = s_4$ ;  $\cos \theta_{1,2} = \cos \theta_{3,4}$ . Поэтому  $E = 0$ , как и указывалось ранее.

В заключение отметим, что при размещении нескольких наклонных антенн VНБ на одной опоре встает вопрос об их взаимном влиянии. Это влияние оценивалось теоретически путем вычисления методом наведенных э. д. с. токов, возбуждаемых в соседних антеннах, а также экспериментально путем измерения наводимых токов либо путем прямых измерений характеристик направленности антенны при их одиночном использовании и в системе. Все упомянутые исследования однозначно приводят к выводу, что размещение рядом других антенн оказывает незначительное воздействие на электрические характеристики V-антенны. Последнее обстоятельство, являясь весьма существенным, допускает развертывание на одной мачте нескольких антенн, обеспечивающих в случае необходимости вращение характеристик направленности в достаточно широких пределах простой коммутацией питающих фидеров.

При желании можно применять V-образные антенны без нагрузочных сопротивлений у концов лучей, что примерно соответствует режиму стоячей волны тока вдоль антенны. Принятие распределения тока синусоидальным является, строго говоря, определенной идеализацией задачи, означающей пренебрежение бегущей волной тока, неизбежно имеющей место за счет затухания в проводах антенны. Однако, несмотря на указанную идеализацию, результаты расчетов близки к истинным, а в случае особой необходимости учет затухания не встретит принципиальных затруднений.

Рассмотрим случай горизонтальной поляризации. Будем исходить из следующего соотношения:

$$dE_i = \frac{15k_1 I_0}{r_i \sin k_1 \xi l} [e^{ik_1 \xi (l-\zeta)} - e^{-ik_1 \xi (l-\zeta)}] e^{-ik_1 r_i} \cos(\widehat{r_i, m}) d\zeta. \quad (IV.3.16)$$

Легко заметить, что множитель, заключенный в квадратные скобки, описывает синусоидальное распределение тока вдоль вибратора, при котором обеспечивается равенство нулю тока при  $\zeta = l$ .

230

Для (16) сохраняют силу формулы (2) и (3). Как и ранее, учет влияния параметров почвы на электрические характеристики антенны осуществляется введением в слагаемые, соответствующие лучам 2 и 4, множителей  $F_r e^{i\varphi_r}$ .

После интегрирования (16) от 0 до  $l$  для каждого из четырех лучей получаем

$$E = -\frac{30I_0 \cos \psi}{r_0 \sin k_1 \xi l} e^{-ik_1 (r_0 + H \sin \Delta) + i \cdot \frac{\varphi_r}{2}} (\mathcal{P} + iQ). \quad (IV.3.17)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{P} &= A_1 + F_r A_2 - A_3 - F_r A_4, \\ Q &= B_1 + F_r B_2 - B_3 - F_r B_4. \end{aligned} \right\} \quad (IV.3.18)$$

В свою очередь,

$$\left. \begin{aligned} A_{1,3} &= \frac{\delta_{1,3} \cos s + \Omega_{1,3} \sin s}{\xi^2 - \cos^2 \theta_{1,3}} \sin(\varphi \mp \varphi_0), \\ A_{2,4} &= \frac{\delta_{2,4} \cos s - \Omega_{2,4} \sin s}{\xi^2 - \cos^2 \theta_{2,4}} \sin(\varphi \mp \varphi_0), \\ B_{1,3} &= \frac{\Omega_{1,3} \cos s - \delta_{1,3} \sin s}{\xi^2 - \cos^2 \theta_{1,3}} \sin(\varphi \mp \varphi_0), \\ B_{2,4} &= \frac{\Omega_{2,4} \cos s + \delta_{2,4} \sin s}{\xi^2 - \cos^2 \theta_{2,4}} \sin(\varphi \mp \varphi_0). \end{aligned} \right\} \quad (IV.3.19)$$

$$\left. \begin{aligned} \delta_i &= \xi [\cos(k_1 l \cos \theta_i) - \cos k_1 \xi l] \\ \Omega_i &= \xi \sin(k_1 l \cos \theta_i) - \cos \theta_i \sin k_1 \xi l \end{aligned} \right\} \quad (IV.3.20)$$

$$s = -k_1 H \sin \Delta + \frac{\varphi_r}{2}. \quad (IV.3.21)$$

Верхний знак в (19) соответствует первому из индексов, нижний — второму.

Модуль напряженности поля будет выражаться формулой

$$|E| = \frac{30I_0 \cos \psi}{r_0 \sin k_1 \xi l} \sqrt{\mathcal{P}^2 + Q^2}, \quad (IV.3.22)$$

которая определит диаграмму направленности и может быть использована для вычисления коэффициента усиления, как это делалось ранее [см. (9)].

231

Можно перейти к формулам для случая идеальной проводимости почвы. При этом достаточно в (18) положить  $F_T=1$ , а в (19) и (21) выполнить замену:

$$\begin{aligned}\cos s &= \sin(k_1 H \sin \Delta) = \sin t, \\ \sin s &= \cos(k_1 H \sin \Delta) = \cos t.\end{aligned}$$

Соответственно, полагая  $\varphi=0$ , нетрудно получить формулу, определяющую характеристику направленности антенны в бисекторной плоскости.

При  $\xi=1$  она имеет вид

$$E = \frac{120I_0 \cos \psi \sin \varphi_0}{r_0 \sin k_1 l [(1-a^2-c^2)^2 - 4a^2c^2]} \times$$

$$\times \sqrt{[(1-a^2-c^2)U_1 + 2acV_1]^2 + [(1-a^2-c^2)U_2 + 2acV_2]^2}. \quad (\text{IV.3.23})$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned}U_1 &= \cos k_1 l a \sin(t - k_1 l c) - \cos k_1 l \sin t + \\ &\quad + c \sin k_1 l \cos t, \\ V_1 &= -\sin k_1 l a \cos(t - k_1 l c) + a \sin k_1 l \cos t, \\ U_2 &= \sin k_1 l a \sin(t - k_1 l c) - a \sin k_1 l \sin t, \\ V_2 &= \cos k_1 l a \cos(t - k_1 l c) - \cos k_1 l \cos t - \\ &\quad - c \sin k_1 l \sin t.\end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.3.24})$$

Следует отметить, что форма основного лепестка диаграммы направленности оказывается одинаковой для антенн ВНБ и ВНС. Поэтому рис. 3 сохраняет силу. Это обстоятельство легко объяснить. Дело в том, что отраженные от конца антенны волны тока (при  $R_H \neq W$ ) обуславливают формирование лепестков, лежащих далеко за пределами основного лепестка характеристики направленности.

Таким образом, преимуществом антенн ВНБ является лучшая ее помехозащищенность при работе на прием и уменьшение мешающего действия при работе на передачу.

Что касается параметров антенны ВНС для вертикально-поляризованного поля, то, как и ранее (14), ограничимся приведением лишь общего выражения, опи-

сывающего пространственную характеристику направленности антенны,

$$E = i \frac{30I_0 e^{-ik_1 r_0}}{r_0 \sin k_1 \xi l} [s_1 A_1 + s_2 F_B A_2 e^{-i2k_1 H \sin \Delta + i\varphi_B} - s_3 A_3 - s_4 F_B A_4 e^{-i2k_1 H \sin \Delta + i\varphi_B}]. \quad (\text{IV.3.25})$$

Здесь  $s_i$  — определяется формулами (15),

$$A_i = \frac{\delta_i + i\Omega_i}{\xi^2 - \cos^2 \theta_i}.$$

Как и в случае ВНБ, легко убедиться в том, что поле в направлении  $\varphi=0$  отсутствует.

#### IV.4. ВЕРТИКАЛЬНАЯ ПОЛУРОМБИЧЕСКАЯ АНТЕННА

Рассмотрим вертикальную полуромбическую антенну, изображенную на рис. 1. В дальнейшем для этих антенн примем обозначение ВПР  $\frac{l}{H}$ , где  $l$  — длина каждого плеча антенны в метрах,  $H$  — высота подвеса. Угол  $\psi$  между проводами антенны и горизонтальной плоскостью однозначно определяется значениями  $l$  и  $H$ .

Будем считать, что питание антенны осуществляется в точке  $A$ , а в точке  $B$  включено нагрузочное сопротивление, равное волновому сопротивлению полотна антенны.

Угловые координаты точки наблюдения, как и ранее, обозначим через  $\Delta$  и  $\varphi$ .

Текущие координаты вдоль каждого плеча антенны  $\xi_i$  будем отсчитывать в направлении от точки питания к нагрузке. Как и в предыдущем разделе выразим расстояния от элемента тока до точки наблюдения через  $r_0 = \overline{OP}$ , что соответствует выбору точки  $O$  в качестве условного фазового центра

$$\left. \begin{aligned}r_1 &= r_0 - H \sin \Delta - \xi_1 \cos \theta_1; \\ r_2 &= r_0 + H \sin \Delta - \xi_2 \cos \theta_2; \\ r_3 &= r_0 - H \sin \Delta + (l - \xi_3) \cos \theta_3; \\ r_4 &= r_0 + H \sin \Delta + (l - \xi_4) \cos \theta_4.\end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.4.1})$$

Таблица направляющих косинусов

Направление	Направляющие косинусы по осям		
	<i>ox</i>	<i>oy</i>	<i>oz</i>
$\vec{r}_0$	$\cos \Delta \cos \varphi$	$-\cos \Delta \sin \varphi$	$\sin \Delta$
1-й провод	$\cos \psi$	0	$-\sin \psi$
2-й провод	$\cos \psi$	0	$\sin \psi$
3-й провод	$\cos \psi$	0	$\sin \psi$
4-й провод	$\cos \psi$	0	$-\sin \psi$
$\vec{m}$	$\sin \varphi$	$\cos \varphi$	0
$\vec{n}$	$-\sin \Delta \cos \varphi$	$\sin \Delta \sin \varphi$	$\cos \Delta$

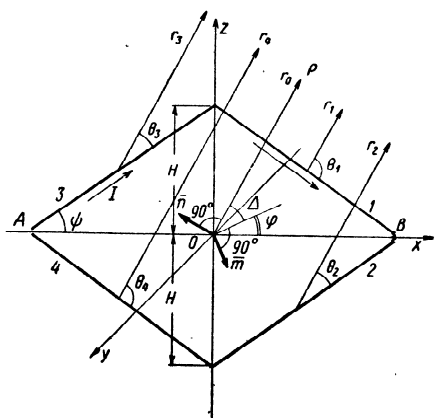


Рис. IV.4.1. Конфигурация антенны ВПР.

С целью выделения в точке наблюдения составляющих электрической напряженности поля, соответствующих вертикальной и горизонтальной поляризациям, введем векторы  $\vec{m}$  — перпендикулярный к  $\vec{r}_0$  и лежащий в горизонтальной плоскости, и  $\vec{n}$  — перпендикулярный к  $\vec{r}_0$  и  $\vec{m}$ . Как указывалось ранее, вертикально-поляризованное поле определяется проекцией элемента тока на

Что касается распределения тока  $I_{\zeta}$ , то мы будем полагать согласование с нагрузочным сопротивлением выполненным и рассматривать лишь бегущую вдоль антенны волну тока.

В выражения для токов в зеркальном изображении антенны кроме того введем коэффициенты Френеля с соответствующим знаком. Таким образом получим

$$\left. \begin{aligned} I_{\zeta_1} &= I_0 e^{-i\gamma(\zeta_1 + l)}; & I_{\zeta_3} &= I_0 e^{-i\gamma\zeta_3}, \\ I_{\zeta_2} &= -I_0 \bar{F}_B e^{-i\gamma(\zeta_2 + l)}; & I_{\zeta_4} &= -I_0 \bar{F}_B e^{-i\gamma\zeta_4}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.4.4)$$

Здесь  $I_0$  — значение тока в точке *A*.

Строго говоря, постоянная распространения волны является функцией высоты размещения рассматриваемого участка провода и к анализу антенны можно было бы подойти с позиций неоднородных линий. Учет этого обстоятельства затруднителен и для инженерных расчетов вряд ли целесообразен. Поэтому здесь и в дальнейшем под  $\gamma$  будем понимать усредненное значение постоянной распространения, определенное для средних участков лучей антенны. Такое же замечание необходимо сделать и в отношении значения волнового сопротивления.

направление  $\vec{n}$ , а горизонтально-поляризованное — проекцией элемента тока на направление  $\vec{m}$ .

Выпишем направляющие косинусы по осям координат, необходимые для вычисления этих проекций, а также значений  $\cos \theta_i$  (см. табл. 1).

Отсюда определяем:

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_1 &= \cos \theta_4 = \cos \Delta \cos \varphi \cos \psi - \sin \Delta \sin \psi, \\ \cos \theta_2 &= \cos \theta_3 = \cos \Delta \cos \varphi \cos \psi + \sin \Delta \sin \psi. \end{aligned} \right\} \quad (IV.4.2)$$

Выпишем теперь напряженность вертикально-поляризованного поля от элемента тока  $d\zeta_i$ .

$$dE_i = i \frac{30k_1}{r_i} I_{\zeta_i} e^{-ik_1 r_i} \cos(\zeta_i, \vec{n}) d\zeta_i. \quad (IV.4.3)$$

Значения  $\cos(\zeta_i, n) = s_i$  могут быть найдены с помощью таблицы:

$$\left. \begin{aligned} s_1 = s_4 &= -\sin \Delta \cos \varphi \cos \psi - \cos \Delta \sin \psi, \\ s_2 = s_3 &= -\sin \Delta \cos \varphi \cos \psi + \cos \Delta \sin \psi. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.4.5})$$

Далее нам необходимо (1), (2), (4) и (5) подставить в (3) и проинтегрировать полученные выражения по  $\zeta$  от 0 до  $l$ , в результате чего будет определено полное значение электрической напряженности поля в точке приема

$$E = \int_0^l (dE_1 + dE_2 + dE_3 + dE_4), \quad (\text{IV.4.6})$$

где

$$\left. \begin{aligned} dE_1 &= Ce^{-i\gamma l + ik_1 H \sin \Delta} s_1 dJ_1, \\ dE_2 &= -Ce^{-i\gamma l - ik_1 H \sin \Delta} s_2 F_B e^{i\phi_B} dJ_2, \\ dE_3 &= Ce^{ik_1 H \sin \Delta - ik_1 l \cos \theta_2} s_2 dJ_3, \\ dE_4 &= -Ce^{-ik_1 H \sin \Delta - ik_1 l \cos \theta_1} s_1 F_B e^{i\phi_B} dJ_4. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.4.7})$$

Здесь

$$\begin{aligned} C &= i \frac{30k_1 I_0}{r_0} e^{-ik_1 r_0}, \\ dJ_i &= e^{-i\zeta_i (\gamma - k_1 \cos \theta_i)} \cdot d\zeta_i. \end{aligned} \quad (\text{IV.4.8})$$

Интегрирование выполняется элементарно и дает с учетом (2)

$$\begin{aligned} J_{1,4} &= 2e^{\frac{-il}{2} (\gamma - k_1 \cos \theta_1)} \frac{\sin \frac{l}{2} (\gamma - k_1 \cos \theta_1)}{\gamma - k_1 \cos \theta_1}, \\ J_{2,3} &= 2e^{\frac{-il}{2} (\gamma - k_1 \cos \theta_2)} \frac{\sin \frac{l}{2} (\gamma - k_1 \cos \theta_2)}{\gamma - k_1 \cos \theta_2}. \end{aligned} \quad (\text{IV.4.9})$$

Подставив в (6) полученные в результате интегрирования соотношения и разделив вещественную и мнимую части, получим для модуля электрической напряженности поля следующую формулу:

$$|E| = \frac{60I_0}{r_0} e^{\frac{-\beta l}{2}} \sqrt{\mathcal{E}^2 + Q^2}. \quad (\text{IV.4.10})$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= s_1 \frac{A_1 \cos q_1 (e^{-\beta l} - F_B) + B_1 \sin q_1 (e^{-\beta l} + F_B)}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}} + \\ &+ s_2 \frac{A_2 \cos q_2 (1 - e^{-\beta l} F_B) + B_2 \sin q_2 (1 + e^{-\beta l} F_B)}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}}, \end{aligned} \quad (\text{IV.4.11})$$

$$\begin{aligned} Q &= s_1 \frac{A_1 \sin q_1 (e^{-\beta l} + F_B) - B_1 \cos q_1 (e^{-\beta l} - F_B)}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}} + \\ &+ s_2 \frac{A_2 \sin q_2 (1 + e^{-\beta l} F_B) - B_2 \cos q_2 (1 - e^{-\beta l} F_B)}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}}. \end{aligned}$$

В свою очередь,

$$\left. \begin{aligned} A_{1,2} &= \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_{1,2}\right) \sin \frac{k_1 l}{2} \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_{1,2}\right) \text{ch} \frac{\beta l}{2} + \\ &+ \frac{\beta}{k_1} \cos \frac{k_1 l}{2} \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_{1,2}\right) \text{sh} \frac{\beta l}{2}, \\ B_{1,2} &= \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_{1,2}\right) \cos \frac{k_1 l}{2} \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_{1,2}\right) \text{sh} \frac{\beta l}{2} - \\ &- \frac{\beta}{k_1} \sin \frac{k_1 l}{2} \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_{1,2}\right) \text{ch} \frac{\beta l}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.4.12})$$

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= k_1 H \sin \Delta - \frac{\varphi_B}{2} - \frac{k_1 l}{2} \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1\right), \\ q_2 &= k_1 H \sin \Delta - \frac{\varphi_B}{2} + \frac{k_1 l}{2} \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2\right). \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.4.13})$$

Если  $\frac{\beta}{k_1} \ll \frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta$ , есть возможность заметно упростить полученные соотношения.



После соответствующих пренебрежений получаем формулу

$$|E| = \frac{60I_0}{r_0} \sqrt{\mathcal{P}_1^2 + Q_1^2}. \quad (\text{IV.4.14})$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_1 &= s_1 \cos q_1 (e^{-\beta l} - F_B) \frac{\sin \frac{k_1 l}{2} \left( \frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1 \right)}{\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1} + \\ &+ s_2 \cos q_2 (1 - e^{-\beta l} F_B) \frac{\sin \frac{k_1 l}{2} \left( \frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2 \right)}{\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2}, \\ Q_1 &= s_1 \sin q_1 (e^{-\beta l} + F_B) \frac{\sin \frac{k_1 l}{2} \left( \frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1 \right)}{\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1} + \\ &+ s_2 \sin q_2 (1 + e^{-\beta l} F_B) \frac{\sin \frac{k_1 l}{2} \left( \frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2 \right)}{\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2}. \end{aligned} \quad (\text{IV.4.15})$$

Если теперь в (14) перейдем к идеально проводящей земле, положим  $\beta = 0$ ,  $\frac{\alpha}{k_1} = 1$  и получим формулу для

диаграммы направленности в вертикальной плоскости ( $\varphi = 0$ ), то эта формула должна совпадать с выражением, определяющим диаграмму направленности уединенной ромбической антенны в горизонтальной плоскости ( $\Delta = 0$ ).

Проделав соответствующие выкладки, мы действительно приходим к формуле (X.10), приведенной Айзенбергом [23].

Диаграмма направленности в плоскости антенны ( $\varphi = 0$ ) определится формулой

$$|E|_{\varphi=0} = \frac{60I_0}{r_0} \sqrt{\mathcal{P}_2^2 + Q_2^2}. \quad (\text{IV.4.16})$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_2 &= \sin(\Delta + \psi) (e^{-\beta l} - F_B) \cos q_1 \frac{\sin \frac{k_1 l}{2} \left[ \frac{\alpha}{k_1} - \cos(\Delta + \psi) \right]}{\frac{\alpha}{k_1} - \cos(\Delta + \psi)} + \\ &+ \sin(\Delta - \psi) (1 - e^{-\beta l} F_B) \cos q_2 \frac{\sin \frac{k_1 l}{2} \left[ \frac{\alpha}{k_1} - \cos(\Delta - \psi) \right]}{\frac{\alpha}{k_1} - \cos(\Delta - \psi)}, \\ Q_2 &= \sin(\Delta + \psi) (e^{-\beta l} + F_B) \sin q_1 \frac{\sin \frac{k_1 l}{2} \left[ \frac{\alpha}{k_1} - \cos(\Delta + \psi) \right]}{\frac{\alpha}{k_1} - \cos(\Delta + \psi)} + \\ &+ \sin(\Delta - \psi) (1 + e^{-\beta l} F_B) \sin q_2 \frac{\sin \frac{k_1 l}{2} \left[ \frac{\alpha}{k_1} - \cos(\Delta - \psi) \right]}{\frac{\alpha}{k_1} - \cos(\Delta - \psi)}. \end{aligned} \quad (\text{IV.4.17})$$

Наконец, для случая идеальной земли достаточно в (15) и (17) положить  $F_B = 1$ , а в (13)  $\psi_B = 0$ .

Соответствующее выражение для коэффициента усиления данной антенны по отношению к полуволновому вибратору в свободном пространстве будет иметь вид

$$G = \frac{73,1}{W} e^{-\beta l} (\mathcal{P}_2^2 + Q_2^2). \quad (\text{IV.4.18})$$

Интересно оценить влияние параметров почвы на диаграмму направленности антенны в вертикальной плоскости. С этой целью был произведен расчет по формулам (16) и (18) антенны ВПР  $\frac{46,5}{12}$  для почвы П  $\frac{10}{10^{-2}}$  и частоты

$f = 30$  Мгц. Результаты расчета показаны на рис. 2. Легко заметить, что наличие конечных значений проводимости почвы приводит к «выеданию» нижней части диаграммы направленности, верхняя же часть диаграммы не претерпевает существенных изменений. Таким образом, здесь имеет место то же явление, которое было изучено Рязиным [159] применительно к вертикальным вибраторам. Переход от диаграмм направленности ВПР в вертикальной плоскости с нулем под  $\Delta = 0^\circ$  к диаграм-

мам направленности по земной волне будет таким же, как и для штыревых антенн.

Электрические характеристики полуромбической антенны для горизонтально-поляризованных волн можно получить, используя в значительной мере проведенные ранее рассуждения.

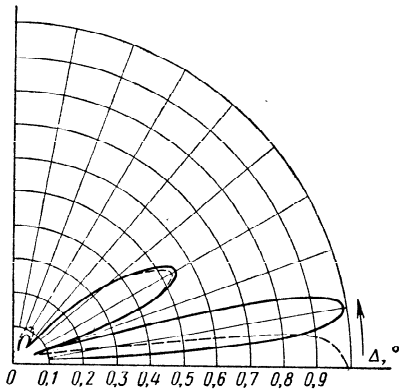


Рис. IV.4.2. Влияние параметров почвы  $\frac{10}{10^{-2}}$  на диаграмму направленности антенны ВПР  $\frac{46,5}{12}$  при  $f = 30$  Мгц. Пунктирные кривые соответствуют  $\sigma_2 = \infty$ .

Значение напряженности поля от элемента тока  $d\zeta_i$  в точке  $\mathcal{P}$  имеет вид

$$dE_i = i \frac{30k_1}{r_i} I_{\zeta_i} e^{-ik_1 r_i} \cos(\zeta_i, \widehat{m}) d\zeta_i. \quad (IV.4.19)$$

Токи  $I_{\zeta_i}$  в данном случае определяются соотношениями

$$\begin{aligned} I_{\zeta_1} &= I_0 e^{-i\gamma(\zeta_1 + l)}; & I_{\zeta_3} &= I_0 e^{-i\gamma\zeta_3}, \\ I_{\zeta_2} &= I_0 \bar{F}_r e^{-i\gamma(\zeta_2 + l)}; & I_{\zeta_4} &= I_0 \bar{F}_r e^{-i\gamma\zeta_4}. \end{aligned} \quad (IV.4.20)$$

С помощью таблицы направляющих косинусов получаем

$$\cos(\zeta_i, \widehat{m}) = \cos \vartheta_i = \cos \theta = \sin \varphi \cos \psi. \quad (IV.4.21)$$

В остальном последовательность выкладок сохраняется. Следовательно, нам достаточно в итоговых формулах заменить  $F_B$  на  $-F_r$ ,  $\varphi_B$  на  $\varphi_r$ , а также  $s_1$  и  $s_2$  на  $\cos \vartheta$ .

Тогда суммарное значение электрической напряженности поля в точке приема определится формулой

$$|E| = \frac{60I_0}{r_0} e^{\frac{-\beta l}{2}} \cos \vartheta \sqrt{\mathcal{P}_3^2 + Q_3^2}, \quad (IV.4.22)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_3 &= \frac{A_1 \cos q_3 (e^{-\beta l} + F_r) + B_1 \sin q_3 (e^{-\beta l} - F_r)}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}} + \\ &+ \frac{A_2 \cos q_4 (1 + e^{-\beta l} F_r) + B_2 \sin q_4 (1 - e^{-\beta l} F_r)}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}}, \\ Q_3 &= \frac{A_1 \sin q_3 (e^{-\beta l} - F_r) - B_1 \cos q_3 (e^{-\beta l} + F_r)}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}} + \\ &+ \frac{A_2 \sin q_4 (1 - e^{-\beta l} F_r) - B_2 \cos q_4 (1 + e^{-\beta l} F_r)}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}}. \end{aligned} \quad (IV.4.23)$$

Здесь  $A_{1,2}$  и  $B_{1,2}$  вычисляются с помощью (12),

$$\begin{aligned} q_3 &= k_1 H \sin \Delta - \frac{\varphi_r}{2} - \frac{k_1 l}{2} \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_1\right), \\ q_4 &= k_1 H \sin \Delta - \frac{\varphi_r}{2} + \frac{k_1 l}{2} \left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \theta_2\right). \end{aligned} \quad (IV.4.24)$$

Таким же образом можно получить аналоги формул (14) и (16), а также проследить переход их при  $\sigma_2 = \infty$  в соответствующие формулы для ромбической антенны, расположенной в свободном пространстве.

Мы ограничимся тем, что выпишем выражение для коэффициента усиления антенны:

$$G = \frac{73.1}{W} e^{-\beta l} \cos^2 \psi \sin^2 \varphi (\mathcal{P}_3^2 + Q_3^2). \quad (\text{IV.4.25})$$

Мы видим, что характеристика направленности имеет нулевую плоскость, совпадающую с плоскостью антенны, а кроме того недостаточное усиление при  $\varphi \cong 90^\circ$  под малыми углами возвышения.

Поэтому вертикальная полуромбическая антенна используется обычно при работе вертикально-поляризованными волнами.

Обратимся теперь к характеристикам антенны ВПР при работе земной волной. В этом случае мы вправе ожидать, по аналогии с антенной НБ, однонаправленности излучения (приема). В то же время эффективность такой антенны должна быть выше, чем у антенны НБ, поскольку увеличивается величина проекции напряженности поля на провода антенны.

Значение напряженности поля волны, распространяющейся под углом  $\varphi$  к плоскости антенны, обозначим  $E$ . Пренебрежем зависимостью угла  $\theta$  от высоты (см. § 1.2), т. е. будем считать направления вектора  $E$  одинаковыми для всех точек антенны.

Найдем величину тока в месте подключения приемника (точка  $A$  на рис. 1) отдельно для каждого из лучей антенны. Составляющие  $E$ , касательные к проводу, с учетом фазового множителя могут быть записаны следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} E_{\tau_1} &= E \cos(\theta + \psi) \cos \varphi e^{ik_1 \zeta \cos \psi \cos \varphi}, \\ E_{\tau_2} &= E \cos(\theta - \psi) \cos \varphi e^{ik_1 (l + \zeta) \cos \psi \cos \varphi}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.4.26})$$

Соответствующие значения токов на входе приемника от элементов согласно (1.3):

$$\left. \begin{aligned} dI_{01} &= \frac{E e^{ik_1 \zeta \cos \psi \cos \varphi}}{W + Z_{\text{пр}}} e^{-i\gamma \zeta} \cos \varphi \cos(\theta + \psi) d\zeta, \\ dI_{02} &= \frac{E e^{ik_1 (\zeta + l) \cos \psi \cos \varphi}}{W + Z_{\text{пр}}} e^{-i\gamma (l + \zeta)} \cos \varphi \cos(\theta - \psi) d\zeta. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.4.27})$$

Для получения полного тока проинтегрируем (27) в пределах от 0 до  $l$  и сложим результаты.

Тогда

$$I_0 = \frac{iE}{W + Z_{\text{пр}}} \frac{\cos \varphi}{\gamma - k_1 \cos \psi \cos \varphi} \{ \cos(\theta + \psi) \times \\ \times [e^{-i\gamma (l - k_1 \cos \psi \cos \varphi)} - 1] + \\ + \cos(\theta - \psi) e^{-i\gamma l} [e^{-i\gamma (l - k_1 \cos \psi \cos \varphi)} - 1] \}. \quad (\text{IV.4.28})$$

Мы намеренно не вынесли выражение, стоящее в квадратных скобках, в общий множитель, так как хотели

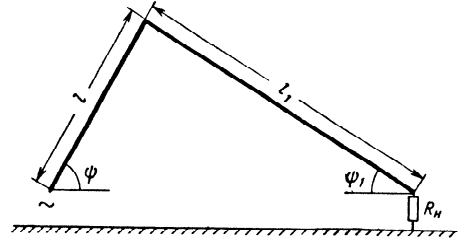


Рис. IV.4.3. λ-антенна.

отметить, что (28) можно использовать для исследования характеристик λ-антенн (рис. 3). Для этого достаточно во втором слагаемом фигурных скобок заменить  $\psi$  и  $l$  на  $\psi_1$  и  $l_1$ . Теперь нетрудно получить формулу для вычисления коэффициента усиления полуромбической антенны по отношению к низкому идеальному штырю:

$$G = \frac{40}{W} \frac{1 - 2e^{-\beta l} \cos l (\alpha - k_1 \cos \psi \cos \varphi) + e^{-2\beta l}}{\left( \frac{\alpha}{k_1} - \cos \psi \cos \varphi \right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}} \times \\ \times [\cos^2(\theta + \psi) + 2e^{-\beta l} \cos(\theta + \psi) \cos(\theta - \psi) \times \\ \times \cos l (\alpha - k_1 \cos \psi \cos \varphi) + e^{-2\beta l} \cos^2(\theta - \psi) \cos^2 \varphi]. \quad (\text{IV.4.29})$$

Естественно, что при  $\psi=0$  (29) переходит в формулу (2.2) для коэффициента усиления антенны НБ длиной  $2l$ .

Результаты расчета коэффициента усиления для антенн ВПР различных конструкций и почвы  $\Pi_{\frac{10}{10^{-2}}}$  представлены на рис. 4; этот рисунок позволяет выбрать размеры антенны. Мы видим, что простейший вариант антенны с  $\frac{l}{\lambda} = 2$  и  $\frac{H}{\lambda} \approx 1,3$  позволяет обеспечить до-

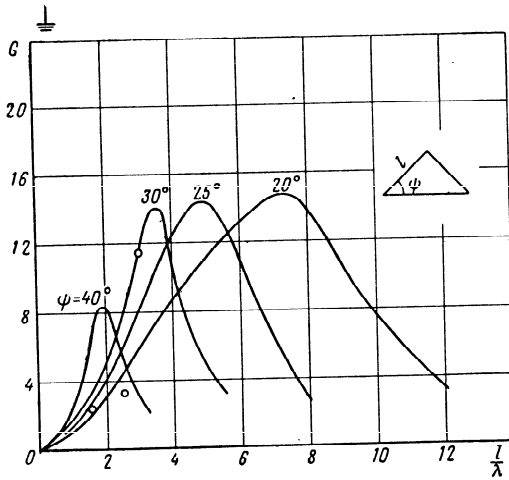


Рис. IV.4.4. Зависимость коэффициента усиления антенн ВПР земной волны от ее геометрических размеров.

статочно высокий коэффициент усиления —  $G \approx 8$ . Антенна такой конструкции применялась на ряде американских радиостанций времен второй мировой войны. Желание увеличить коэффициент усиления при ограниченной высоте опоры потребует удлинения сторон антенны, что делает антенну громоздкой. На рис. 5 сопоставляются расчетные (для  $\Pi_{\frac{10}{10^{-2}}}$ ) и измеренные значения коэффициента усиления двух вариантов антенны ВПР  $\frac{20}{11}$  и ВПР  $\frac{35}{15}$ . Как мы видим, измеренные данные лежат не-

сколько выше расчетных. Это объясняется, по-видимому, тем, что эксперимент проводился в летнее время и проводимость почвы могла оказаться несколько ниже той, которая принималась при расчетах.

Интересно отметить, что применение металлической опоры может привести к заметному изменению коэффи-

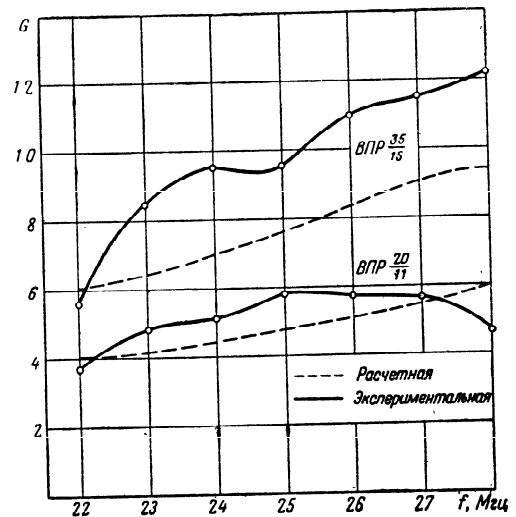


Рис. IV.4.5. Зависимость коэффициента усиления антенн ВПР  $\frac{35}{15}$  и ВПР  $\frac{20}{11}$  от частоты.

циента усиления антенны, достигающему  $\pm 20 \div 25\%$ . В частности, для ВПР  $\frac{20}{11}$  оно приводило к снижению коэффициента усиления. Это объясняется возбуждением мачты и переизлучением вертикальной составляющей напряженности поля антенны. В зависимости от размеров антенны ВПР поле переизлучения может приходиться в точку приема с различной фазой относительно поля полотна антенны.

Диаграммы направленности в горизонтальной плоскости имеют ярко выраженный главный лепесток и

сравнительно невысокий уровень побочных излучений. В качестве иллюстрации на рис. 6 показана серия снятых диаграмм направленности для нескольких вариантов антенны, представленных как отношение напряженностей полей ВПР и штыревой антенны. Имея в виду, что все указанные антенны ВПР были нагружены одинаковыми

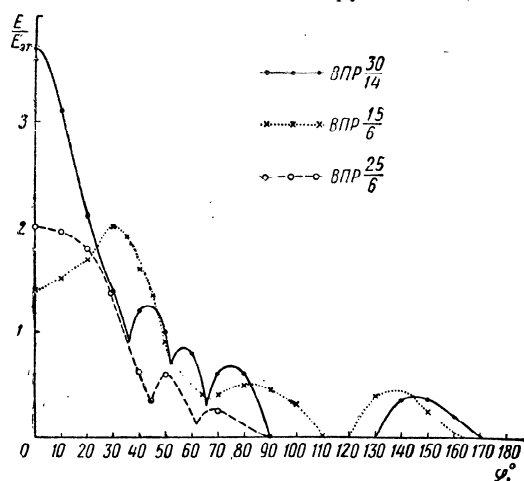


Рис. IV.4.6. Диаграммы направленности различных вариантов антенны ВПР в горизонтальной плоскости для  $\lambda = 10$  м.

сопротивлениями  $R_{\text{н}} \approx 400$  ом, можно воспользоваться значениями  $\frac{E}{E_{0r}}$  при  $\varphi = 0^\circ$  для сравнительной оценки их коэффициентов усиления. Оказывается, что они хорошо согласуются с данными рис. 4, на котором точками показаны значения  $G$  для рассматриваемых конструкций ВПР.

Далее на рис. 7 показана „усредненная“ диаграмма направленности антенны ВПР  $\frac{35}{15}$ , проведенная по результатам измерений на частотах  $f = 22, 25$  и  $28$  Мгц.

Приведенные материалы показывают, что антенна ВПР может быть с полным основанием отнесена к эффек-

тивным УКВ антеннам земной волны. Принципиальным недостатком ее так же, как и антенны НБ, является сравнительно низкое положение электрического центра относительно поверхности земли. Поэтому в тех случаях, когда имеется возможность использования высоких опор,

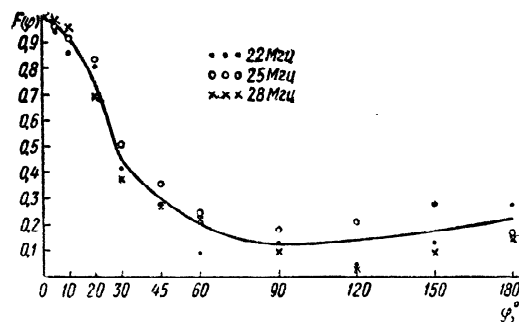


Рис. IV.4.7. Диаграммы направленности антенны ВПР  $\frac{35}{15}$  в горизонтальной плоскости.

полученные с помощью ВПР значения коэффициента усиления могут быть обеспечены применением высокоподнятых простейших антенн (в частности, штыревых).

#### IV.5. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПИТАНИЯ АНТЕНН ИЗ ДЛИННЫХ ПРОВОДОВ

Рассмотренные в настоящей главе антенны выполняются либо из антенного канатика диаметром 2—4 мм, либо из провода ЛПРГС (антенны НБ).

Средняя часть полотна антенн ВН и ВПР с помощью орешковых изоляторов крепится к фалу, перекинутому через блок, укрепленный на верхушке мачты.

В нижней части полотна через такие же изоляторы крепится к кольям.

Нагрузочное сопротивление одним концом присоединяется к полотну антенны, а другим — к радиальному

проволочному противовесу, состоящему из 4—8 лучей длиной менее  $\lambda_{\text{мин}}/2$ .

Сопротивление должно обеспечивать рассеивание мощности передатчика и быть герметизированным.

Антенна НБ подвешивается на шестах, снабженных изоляторами. Следует отметить, что подвешивание полотна на деревьях или кустарнике может нанести заметный ущерб электрическим характеристикам антенны.

Как уже отмечалось, антенны НБ, ВНБ и ВПР относятся к классу аperiодических по входному сопротивлению антенн.

Характерной особенностью их входного сопротивления является относительно большая величина активной составляющей  $R_A$  (до 400—500  $\text{ом}$  у несимметричных антенн), слабо изменяющаяся в весьма широком диапазоне частот. Реактивная составляющая  $X_A$  у нагруженных на поглощающие элементы антенн обычно относительно невелика (см., например, рис. 2.25).

Питание антенн в виде длинных проводов, обтекаемых бегущей волной тока, осуществляется либо непосредственным подключением антенны к аппаратуре, либо посредством питающих фидеров в виде открытой двухпроводной линии (V-образная антенна) или высокочастотных несимметричных кабелей (V-образная, НБ и ВПР).

Симметричное питание V-образных антенн от несимметричного передатчика осуществляется посредством симметрирующих устройств, описанных в § VI.6. Приемные устройства, имеющие несимметричный вход, обычно подключаются к V-образным антеннам с помощью фер-

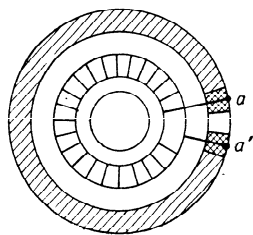
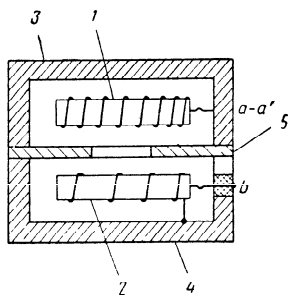


Рис. IV.5.1. Симметрирующее устройство на ферритовых кольцах.

ритовых симметрирующих устройств. В последнее время широкое распространение получили симметрирующие ферритовые трансформаторы с объемным разделением витков. На рис. 1 приведена схема такого трансформатора. Устройство состоит из двух ферритовых колец 1, 2, размещенных в общем металлическом экране в виде двух чашек 3, 4. На одно ферритовое кольцо 1 наматы-

вается симметричная обмотка, имеющая симметричный вход  $a-a'$ . На кольцо 2 наматывается несимметричная обмотка, имеющая несимметричный выход  $b$ . Емкостная связь между обмотками практически устраняется посредством металлического экрана 5.

Ферритовые трансформаторы кроме симметрирования могут осуществлять еще и трансформацию постоянного сопротивления одной величины к другой заданной постоянной величине. Так, например, при необходимости с помощью такого трансформатора можно осуществить согласованный переход от симметричного входа V-образной антенны, имеющей  $R_A=600 \div 700 \text{ ом}$ , к несимметричному коаксиальному кабелю, имеющему волновое сопротивление 75  $\text{ом}$ . Необходимый коэффициент трансформации достигается подбором числа витков симметричной и несимметричной обмоток.

При питании однопроводной антенны бегущей волны и вертикальной полуромбической антенны с помощью фидера в виде высокочастотного коаксиального кабеля необходима трансформация входного сопротивления этих антенн (обычно почти чисто активного и близкого к 300—500  $\text{ом}$ ) к номиналу волнового сопротивления кабеля (чаще всего 50, 60 или 75  $\text{ом}$ ). В приемном варианте трансформация осуществляется с помощью ферритовых трансформаторов сопротивлений. Мы не будем останавливаться здесь на их описании, так как в литературе им уделено большое внимание. Отметим лишь, что поч-

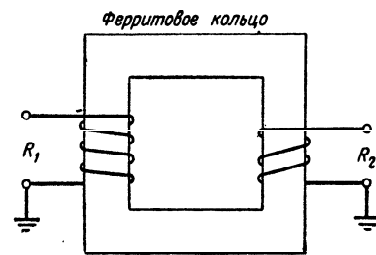


Рис. IV.5.2. Трансформатор сопротивлений на ферритовом кольце.

249

ти все ферритовые трансформаторы, предназначенные для трансформации в широком диапазоне частот одного постоянного по величине сопротивления к другому постоянному сопротивлению, построены по простейшим схемам, подобным приведенной на рис. 2.

Трансформация сопротивлений передающих антенн НБ и ВПР с помощью ферритовых устройств обычно осуществляется лишь при подключении передатчиков относительно небольших мощностей. В случаях больших

мощностей применяются трансформаторы, собранные по схемам на сосредоточенных параметрах LC (диапазон КВ и МВ), или в виде специальных длинных линий (диапазон МВ). Основная трудность при конструировании такого рода трансформаторов состоит в обеспечении широких рабочих диапазонов волн рассматриваемых антенн (как правило, двукратное или даже трехкратное перекрытие по частоте).

В качестве трансформатора LC применяется резонансный контур, который обеспечивает трансформацию сопротивлений практически в двух-

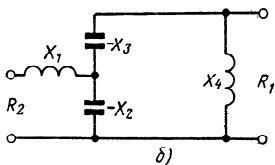
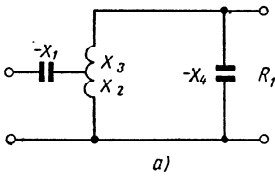


Рис. IV.5.3. Трансформатор сопротивлений в виде колебательного контура.

кратном диапазоне частот. На рис. 3, а, б приведены два варианта схемы трансформатора на базе резонансного контура.

В данных схемах обеспечивается трансформация сопротивления  $R_1$  к меньшему значению  $R_2$  с заданной величиной коэффициента трансформации

$$n = \frac{R_1}{R_2}. \quad (IV.5.1)$$

Расчет схем производится по формулам:

$$X_1 = R_2 \sqrt{\sqrt{n} - 1}, \quad (IV.5.2)$$

$$X_2 = R_2 \sqrt{\frac{n}{\sqrt{n} - 1}}, \quad (IV.5.3)$$

$$X_3 = R_2 \sqrt{n(\sqrt{n} - 1)}, \quad (IV.5.4)$$

$$X_4 = R_2 \frac{n}{\sqrt{\sqrt{n} - 1}}. \quad (IV.5.5)$$

Знаки величин  $X_1, X_2, X_3$  и  $X_4$  соответствуют указанным на схемах рис. 3, а, б. Формулы справедливы для сред-

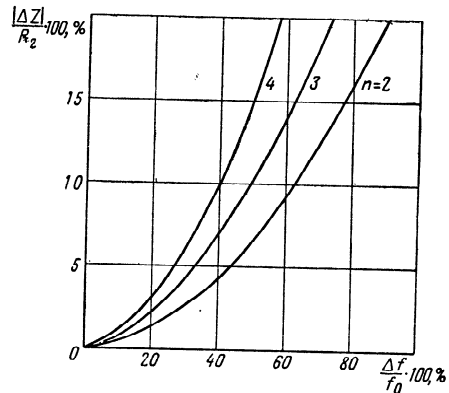


Рис. IV.5.4. График функции  $\frac{|\Delta Z|}{R_2} = \psi\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)$ .

ней частоты  $f_0 = \sqrt{f_{\min} f_{\max}}$  заданного рабочего диапазона частот.

Диапазонные свойства схем можно оценить по графику рис. 4, на котором по оси абсцисс отложена относительная расстройка по частоте, а по оси ординат — модуль относительного отклонения трансформированного сопротивления  $Z_2$  от заданной величины  $R_2$ .

Модуль отклонения

$$|\Delta Z| = |Z_2 - R_2|. \quad (IV.5.6)$$

#### Пример расчета

Требуется рассчитать трансформатор, изображенный на рис. 3, предназначенный для согласованного подключения коаксиального кабеля с волновым сопротивлением 75 ом ко входу однопроводной

антенны бегущей волны, имеющей  $R_A = 400 \text{ ом}$  и  $X_A = 0$ . Трансформатор должен работать в диапазоне частот  $36 - 46 \text{ МГц}$ .

Решение.

$$1. n = \frac{400}{75} = 5,33.$$

$$2. f_0 = \sqrt{36 \cdot 46} = 40,8.$$

$$\begin{aligned} X_1 &= 86 \text{ ом} & C_1 &= 45,2 \text{ пф} \\ X_2 &= 151 \text{ ом} & L_2 &= 0,58 \text{ мкГн} \\ X_3 &= 198 \text{ ом} & L_3 &= 0,77 \text{ мкГн} \\ X_4 &= 350 \text{ ом} & C_4 &= 11,1 \text{ пф}. \end{aligned}$$

Согласующие трансформаторы могут выполняться в виде длинных линий. Так, например, линия длиной  $\frac{\lambda}{4}$  в принципе может трансформировать входные сопротивления антенн к необходимой величине. Рабочая полоса частот такого трансформатора примерно одинакова с полосой частот только что рассмотренных трансформаторов на сосредоточенных элементах  $LC$ . Однако трансформаторы в виде обычных длинных линий не получили распространения, так как они в диапазоне МВ и, тем более, в КВ явно уступают по конструктивным данным (габаритам и весам), рассмотренным выше.

Практика эксплуатации антенн выдвинула задачу разработки согласующего трансформатора, способного работать в весьма широком диапазоне частот (с перекрытием по частоте более 3) и имеющего приемлемые габариты. Эту задачу оказалось возможным решить путем применения экспоненциальных линий, выполненных в виде коаксиала со спиральным внутренним проводником. Трансформаторы такого типа получили название спирально-экспоненциальных трансформаторов (СЭТ).

Трансформатор состоит из металлической трубки, внутри которой аксиально размещается спиральный проводник, намотанный на высокочастотный диэлектрик. Экспоненциальный закон изменения волнового сопротивления  $W_T$  СЭТ обеспечивается либо переменным диаметром намотки спирали при цилиндрической внешней трубке (рис. 5,а), либо намоткой спирали с переменным шагом (рис. 5,б).

252

Применение спиральной линии позволило существенно уменьшить длину трансформатора. Спирально-экспоненциальные трансформаторы при правильном выборе материалов диэлектрика и проводников обладают весьма высоким к. п. д. (не менее 95%) и обеспечивают передачу значительных мощностей. Весьма важным положительным качеством СЭТ является возможность осуществления больших коэффициентов трансформации.

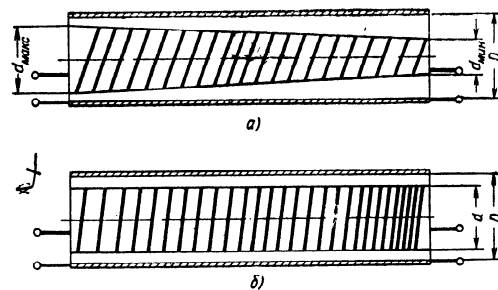


Рис. IV.5.5. Схемы спирально-экспоненциальных трансформаторов сопротивлений.

Основным недостатком трансформатора является относительная сложность его конструкции и технологии производства.

На практике плавное изменение волнового сопротивления СЭТ можно заменить скачкообразным изменением. Соображения о выборе числа скачков здесь должны быть теми же, что и для обычных экспоненциальных трансформаторов [23].

Расчет основных конструктивных параметров СЭТ можно произвести с помощью графика рис. 6, на котором изображено семейство кривых  $W_T = W \left( \frac{d}{D} \right)$  для различных значений параметра  $nD$ .

Здесь  $D$  — внутренний диаметр наружной трубы;

$d$  — наружный диаметр спиральной намотки;

$n$  — число витков спирали на единицу длины.

Кривые рассчитывались по приближенной формуле

253



для спирали, выполненной из тонкой ленты с малым зазором между кромками ленты:

$$W_T = W_0 \sqrt{1 + \frac{(\pi n D)^2}{2 \ln \frac{D}{d}} \left(\frac{d}{D}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{d}{D}\right)^2\right]}, \quad (\text{IV.5.7})$$

где  $W_0 = 138 \lg \frac{D}{d}$ .

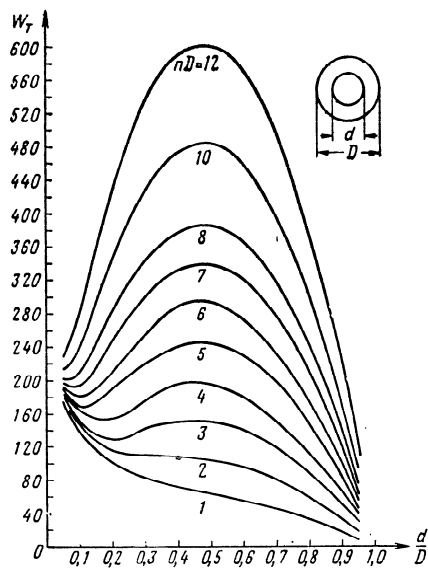


Рис. IV.5.6. Зависимость волнового сопротивления спиральной коаксиальной линии от соотношения диаметров.

Общая длина трансформатора выбирается из тех же соображений, что и для экспоненциального трансформатора обычной конструкции.

В качестве примера приведем экспериментальные данные СЭТ, предназначавшегося для согласования входного сопротивления вертикальной полуромбической антенны с питающим коаксиальным кабелем, имеющим

волновое сопротивление 75 ом. Спирально-экспоненциальный трансформатор был выполнен по схеме, изображенной на рис. 5,а. Основные конструктивные данные:  $L=535$  мм,  $D=60$  мм,  $n \approx 1,67 \frac{1}{\text{см}}$ . Диаметр спирали на низкоомной стороне  $d=57$  мм; на высокоомной  $d=42$  мм.

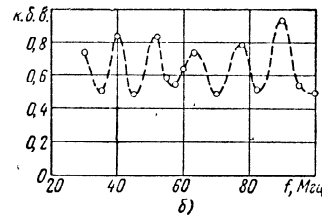
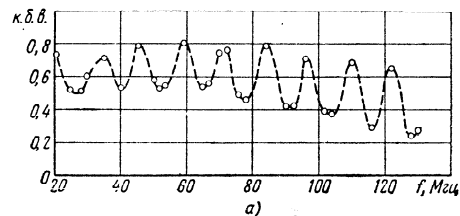


Рис. IV.5.7. Частотная зависимость КБВ на входе спирально-экспоненциального трансформатора, нагруженного на сопротивление 400 ом (а) и вертикальную полуромбическую антенну (б).

На рис. 7,а приведены результаты измерения КБВ со стороны 75-омного входа при подключении к высокоомной стороне активного сопротивления 400 ом. Как видно из рисунка, КБВ, больший 0,5, обеспечивался в диапазоне частот 20—70 МГц. Данные по КБВ трансформатора, подключенного к реальной антенне (вертикальная полуромбическая), приведены на рис. 7,б. Измерения, проводившиеся в диапазоне частот 30—100 МГц, показали возможность вполне удовлетворительного согласования входного сопротивления высокоомной антенны с волновым сопротивлением обычного коаксиального кабеля.



Само наименование главы уже указывает на то, что речь будет идти об антенных системах, размещенных в почве на некоторой глубине. Изложенное сохраняет силу применительно к антеннам, находящимся в иных полупроводящих средах (вода, диэлектрики с потерями), однако и в этих случаях для простоты мы будем пользоваться термином «подземные антенны».

Такие антенны известны очень давно, однако многочисленные описания различного рода экспериментов с ними, проведенных на заре развития радиосвязи [80—84], отличаются противоречивостью сведений. Некоторые результаты не вяжутся со здравым смыслом и могут быть объяснены лишь нестрогой постановкой экспериментов.

В литературе описываются попытки использовать подземные антенны в качестве средства для борьбы с атмосферными помехами [85—86] и эксперименты по связи с подводными лодками [87—91]. Несколько позже появляется серия исследований радиоприема в шахтах и коях [92, 93]. Далее подземные антенны находят применение в системах слепой посадки самолетов [94], в радиогеологии [95].

Развитие теории подземных антенн несколько отставало от экспериментальных исследований, хотя отдельные ее положения и можно было встретить в литературе. Следует отметить, в частности, наличие раздела, посвященного подземным антеннам в книге Щукина [96], явившегося одним из пионеров развития этих вопросов в Советском Союзе. Предложенная там методика расчета сохраняет свою силу и сейчас для вибраторов малых по сравнению с длиной волны, когда действующую длину антенны можно считать равной половине геометрической длины как в почве, так и в воздухе.

Как будет видно из дальнейшего, такое предположение неприемлемо при размерах вибраторов, соизмеримых с длиной волны. Пренебрежение этим обстоятельством может привести к ошибкам, как это случилось с Верещагиным [97]. Поэтому естественно интерес к распределению тока в таких вибраторах, к которым, как показано, например в [19], приложена методика гл. III.

В зарубежной литературе за последние годы заметно повышение интереса к проблеме подземных антенн. Для примера достаточно сослаться на обстоятельные публикации Кинга [99], Грегори [98], Изука и Кинга [100], а также на ряд статей в сборнике [101], специально посвященном подземной радиосвязи и, в частности, подземным антеннам.

Далее предполагается обобщить накопившиеся в литературе материалы на основе изложенных выше теоретических положений.

#### VI. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТОКА ВДОЛЬ ПОДЗЕМНОГО ВИБРАТОРА. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

При размещении вибратора в полупроводящей среде с параметрами  $\epsilon_2$  и  $\sigma_2$  распределение тока вдоль него может быть определено решением интегрального уравнения, аналогичного соответствующему уравнению для обычных вибраторов, находящихся в свободном пространстве.

Пусть исследуется распределение тока вдоль симметричного вибратора (рис. 1), возбуждаемого при  $z=0$  сосредоточенной э. д. с., распределение которой вдоль оси  $oz$  имеет вид  $\delta$ -функции с амплитудой  $V$ .

Интегральное уравнение при условии  $l \gg a$  запишется следующим образом [102]:

$$\int_{-l}^{+l} I_z(z') \frac{e^{-ik_2 R_1}}{R_1} dz' = -i4\pi \sqrt{\frac{\epsilon_2'}{\mu_2}} \left\{ C_1 \cos k_2 z + \frac{V}{2} \sin k_2 |z| \right\}. \quad (\text{V.1.1})$$

Здесь  $R_1 = \sqrt{(z-z')^2 + a^2}$ .

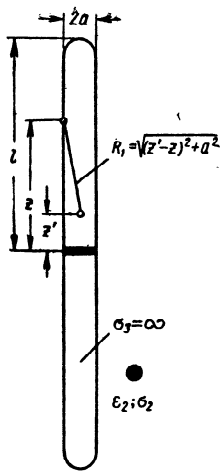


Рис. V.1.1. Симметричный вибратор в полупроводящей среде.

Решение (1) выходит за рамки данной книги. Отметим лишь, что в нашем случае оно оказывается сложнее, чем при условиях  $\epsilon=1$ ;  $\sigma=0$  и доводится до пригодных для расчета формул за счет ряда приближений и предположений, затрудняющих использование этих формул.

В частности, для весьма простого случая полуволнового вибратора распределение тока имеет вид

$$I_z(z) = -iV \frac{\frac{\alpha}{k_1} - i \frac{\beta}{k_1}}{60\psi_1} [\Phi(l) \cos \alpha z + \sin \alpha |z| - 1]. \quad (V.1.2)$$

При этом

$$\Phi(l) = \frac{\left(1 - i \frac{\pi}{2} \frac{\beta}{\alpha}\right) (\psi_1 + \psi_2)}{\left(1 - i \frac{\pi}{2} \frac{\beta}{\alpha}\right) \psi_3 - i \frac{\pi}{2} \frac{\beta}{\alpha} \psi_4}, \quad (V.1.3)$$

$$\psi_1 = 4 \operatorname{arc sh} \frac{l}{a} - 2 \operatorname{arc sh} \frac{2l}{a} - 1,747 - i0,384,$$

$$\psi_2 = 2 \operatorname{arc sh} \frac{2l}{a} - 2 \operatorname{arc sh} \frac{l}{a} - 1,219 - i0,709 + i \frac{\beta}{\alpha},$$

$$\psi_3 = 0,709 - i1,219 + i \frac{\pi}{2} \frac{\beta}{\alpha}, \quad (V.1.4)$$

$$\psi_4 = 2 \operatorname{arc sh} \frac{l}{a} - 2,357 - i0,633 - \frac{\beta}{\alpha} (1,571 + i0,571).$$

На рис. 2 приведены графики  $I_z(z) = I'_z(z) + iI''_z(z)$  для случая  $60\lambda\sigma_2 \ll \epsilon_2$  при  $\frac{l}{a} = 75$  и различных значениях отношения  $\frac{60\lambda\sigma_2}{\epsilon_2}$ .

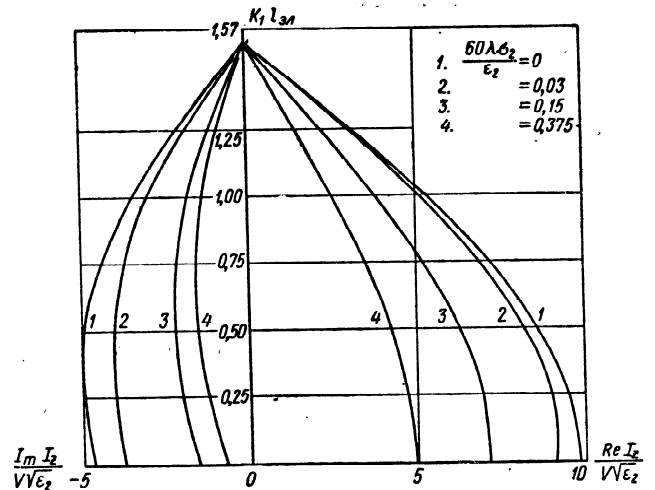


Рис. V.1.2. Распределение тока вдоль вибратора в полупроводящей среде.

Полагая в (2)  $z=0$ , мы можем получить формулу, определяющую входное сопротивление вибратора

$$Z(0) = \frac{V}{I(0)} = i \frac{60\psi_1}{\frac{\alpha}{k_1} - i \frac{\beta}{k_1}} \frac{1}{\Phi(l) - 1}. \quad (V.1.5)$$

Значения активной и реактивной составляющих  $Z(0)$  в функции от  $\frac{60\lambda\sigma_2}{\epsilon_2}$  приведены на рис. 3. Для  $\frac{l}{a} \neq 75$  и произвольных соотношений между  $60\lambda\sigma_2$  и  $\epsilon_2$  необходимо вести расчеты с помощью (5) при учете (3) и (4). Формулы для  $I_z(z)$  и  $Z(0)$  применительно к вибраторам, электрическая длина которых отлична от  $\pi$ , оказываются

ся заметно более сложными, чем (2) и (5). В связи с этим целесообразно оценить возможность приложения к рассматриваемым излучателям теории длинных линий, что могло бы заметно упростить методику расчета распределения тока и входных сопротивлений. Такой подход к решению задачи положительно зарекомендо-

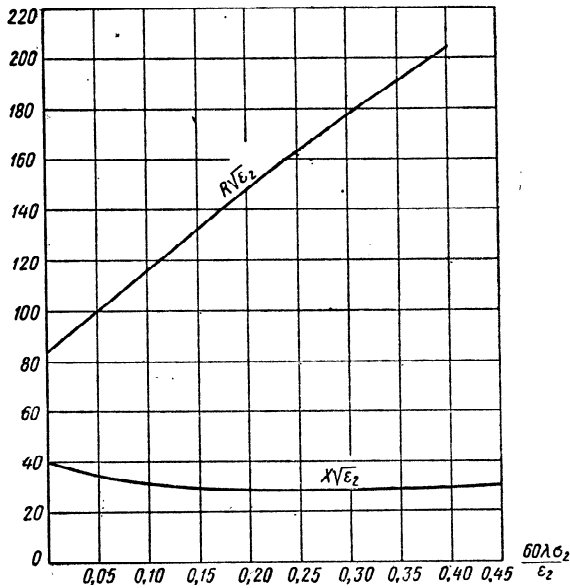


Рис. V.1.3. Входное сопротивление полуволнового вибратора в полупроводящей среде.

вал себя применительно к обычным воздушным антеннам. Правда при этом необходимо знать волновое сопротивление длинной линии  $W$  и постоянную распространения волны вдоль нее  $\gamma$ , а теоретическое определение указанных величин в свою очередь является довольно сложной задачей.

Влияние излучения на распределение тока вдоль вибратора может сказаться лишь в случае слабopроводящих почв на высоких частотах. Следовательно, если

нам удастся достаточно просто определить  $W$  и  $\gamma$  для длинного провода, то мы сможем использовать формулы теории длинных линий для расчетов вибраторов конечных размеров. Как волновое сопротивление, так и постоянная распространения могут быть определены в результате решения электродинамической задачи о возбуждении цилиндрического провода, размещенного в среде с параметрами  $\epsilon_2, \sigma_2$ , сосредоточенной э. д. с.

Проследим основные этапы решения задачи. Совместим координатную ось  $ox$  с осью провода, радиус которого  $r=a$  (рис. 4). Параметры, относящиеся к проводу, снабдим индексами 3, а параметры окружающей среды — индексами 2. Выражения для  $x$ -составляющих функций Герца имеют вид

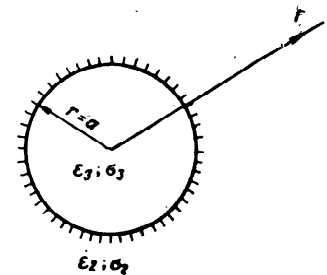


Рис. V.1.4. К задаче о длинном проводе в среде с потерями.

$$P_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\gamma) H_0^{(1)}(r \sqrt{k_2^2 - \gamma^2}) e^{-i\gamma x} d\gamma \quad r > 0, \quad (V.1.6)$$

$$P_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\gamma) J_0(r \sqrt{k_3^2 - \gamma^2}) e^{-i\gamma x} d\gamma \quad r < 0. \quad (V.1.7)$$

Возбуждение зададим в прежней форме

$$E_x^{ст} = \frac{\mathcal{E}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\gamma x}}{1 - i\gamma x} d\gamma. \quad (V.1.8)$$

Вычислив составляющие поля  $E_{x2}, H_{\varphi 2}, E_{x3}, H_{\varphi 3}$ , с помощью соотношений

$$E_{xi} = (k_i^2 - \gamma^2) \Pi_i; \quad H_{\varphi i} = -\frac{ik_i^2}{\omega\mu_i} \frac{\partial \Pi_i}{\partial r} \quad (V.1.9)$$

можно составить систему граничных условий, которая определит функции  $A(\gamma)$  и  $B(\gamma)$ :

$$\left. \begin{aligned} E_{x_2} - E_{x_3} &= -E_x^{\text{CT}} \\ H_{\varphi_2} - H_{\varphi_3} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ при } r = a. \quad (\text{V.1.10})$$

Проведя соответствующие выкладки, получим

$$H_{\varphi_2} = \frac{ik_2^2 k_3^2 \mathcal{E}}{2\pi\omega\mu_2\mu_3} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{J_1(av_3) H_1^{(1)}(rv_2) e^{-i\gamma x} d\gamma}{\frac{k_2^2 v_3}{\mu_2} H_1^{(1)}(av_2) J_0(av_3) - \frac{k_3^2 v_2}{\mu_2} H_0^{(1)}(av_2) J_1(av_3)}. \quad (\text{V.1.11})$$

Здесь  $v_i = \sqrt{k_i^2 - \gamma^2}$ , причем  $\text{Im } v_i > 0$ .

Распределение тока вдоль провода можно найти, исходя из соотношения

$$I = 2\pi a H_{\varphi_2}|_{r=a}. \quad (\text{V.1.12})$$

Подставляя (11) в (12) и учитывая попутно, что

$$\text{при } |av_3| \rightarrow \infty \frac{J_0(av_3)}{J_1(av_3)} \rightarrow -i, \quad (\text{V.1.13})$$

приходим к выражению

$$J = -i \mathcal{E} \frac{k_2^2 a}{\omega\mu_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{H_1^{(1)}(av_2) e^{-i\gamma x} d\gamma}{v_2 H_0^{(1)}(av_2) + i \frac{\mu_3}{\mu_2} \frac{k_2^2}{k_3^2} v_3 H_1^{(1)}(av_2)}. \quad (\text{V.1.14})$$

При этом входное сопротивление

$$Z = i \frac{120\pi k_1}{k_2^2 a} \frac{1}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\gamma x} d\gamma}{v_2 \frac{H_0^{(1)}(av_2)}{H_1^{(1)}(av_2)} + i v_3 \frac{\mu_3}{\mu_2} \frac{k_2^2}{k_3^2}}}. \quad (\text{V.1.15})$$

При анализе интеграла, стоящего в знаменателе (15) могут быть повторены соображения, которые высказывались в отношении (III.1.33). Он может быть представлен в виде суммы вычета при  $\gamma = \gamma_0$  и интеграла по разрезу от  $\gamma = k_2$  до  $\gamma = -i\infty$ , который устраняет многозначность корня  $v_2$ .

Для малых значений  $\frac{a}{\lambda}$  уравнение, определяющее полюс  $\gamma = \gamma_0$ , совпадает по форме с уравнением Зоммерфельда и отличается заменой  $k_1$  на  $k_2$ ,

$$\xi \ln \xi = \eta, \quad (\text{V.1.16})$$

где

$$\xi = \left( \frac{av_2}{1,12i} \right)^2; \quad \eta = -i1,59 \frac{\mu_3}{\mu_2} \frac{k_2^2 a}{k_3}.$$

Решая (16) методом непрерывной дроби, мы получаем искомое значение постоянной распространения. Как и следовало ожидать, оно мало отличается от значения волнового числа для среды. Например, при  $\epsilon_2 = 10$ ,  $\sigma_2 = 10^{-2}$  мО/м и  $\lambda = 100$  м мы имеем без учета параметров провода

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \frac{k_2^2}{k_1^2} = 10 - i60.$$

Вычисления по формуле (16) приводят к значениям

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = (10 - 1,2 \cdot 10^{-3}) - i(30 + 1,25 \cdot 10^{-3}) \quad \text{для } ak_1 = 10^{-2}$$

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = (10 - 1 \cdot 10^{-2}) - i(60 + 1,1 \cdot 10^{-2}) \quad \text{для } ak_1 = 10^{-3}$$

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = (10 - 9 \cdot 10^{-2}) - i(60 + 1 \cdot 10^{-1}) \quad \text{для } ak_1 = 10^{-4}$$

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = (10 - 0,8) - i(60 + 0,9) \quad \text{для } ak_1 = 10^{-5}.$$

Таким образом, с точки зрения вычисления  $\gamma$  нет необходимости пользоваться уравнением (16), однако значение  $\ln \xi$  оказывается необходимым при вычислении вычета подынтегрального выражения. Действительно,

$$\text{Res } F(\gamma) = \frac{e^{-i\gamma_0 x}}{\gamma - \gamma_0} \frac{1}{-a\gamma [\ln \xi + 1]}. \quad (\text{V.1.17})$$

Интересно отметить, что именно вычетом определяется составляющая тока в линии, соответствующая бегущей волне.

Опуская промежуточные выкладки, выпишем окончательное выражение для входного сопротивления провода ( $x=\tau$ ) в несимметричном варианте

$$Z = \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_2}} \frac{15\pi^2}{Y_1 + i\sqrt{\epsilon'_2} Y_2 - \frac{\pi^2}{2} \frac{1}{\ln \xi + 1}}. \quad (\text{V.1.18})$$

Два первых слагаемых в знаменателе являются результатом вычисления интеграла по разрезу и имеют в развернутой форме вид

$$Y_1 = \int_0^1 \frac{d\delta}{\{(1-\delta^2)[J_0^2 + N_0^2] + 2\sqrt{1-\delta^2}g[J_0J_1 + N_0N_1]\} - i\{2g^2[J_1^2 + N_1^2] + 2\sqrt{1-\delta^2}g[J_0J_1 + N_0N_1]\}}. \quad (\text{V.1.19})$$

Здесь все цилиндрические функции имеют аргумент  $ak_2\sqrt{1-\delta^2}$ :

$$Y_2 = \int_0^\infty \frac{e^{-\delta k_1 \tau} d\delta}{\{(\epsilon'_2 + \delta^2)[J_0^2 + N_0^2] + 2\sqrt{\epsilon'_2 + \delta^2}g[J_0J_1 + N_0N_1]\} - i\{2g^2[J_1^2 + N_1^2] + 2\sqrt{\epsilon'_2 + \delta^2}g[J_0J_1 + N_0N_1]\}}. \quad (\text{V.1.20})$$

Здесь все цилиндрические функции имеют аргумент  $ak_1\sqrt{\epsilon'_2 + \delta^2}$ . При этом

$$g = \frac{Mk_2}{\sqrt{120\lambda\sigma_2}}. \quad (\text{V.1.21})$$

В случае  $\sigma_2 \rightarrow \infty$  формулы (19) и (20) значительно упрощаются с небольшим ущербом для точности определения  $Y_1$  и  $Y_2$ .

Оценка показывает, что, как правило,

$$-\frac{\pi^2}{2} \frac{1}{\ln \xi + 1} \gg Y_1 + i\sqrt{\epsilon'_2} Y_2. \quad (\text{V.1.22})$$

При этом входное сопротивление практически совпадает с волновым

$$W = -\frac{30[\ln \xi + 1]}{\sqrt{\epsilon'_2}} = \frac{W_0}{\sqrt{\epsilon'_2}}. \quad (\text{V.1.23})$$

На рис. 5 приведены зависимости  $\text{Re } W_0$  и  $\text{Im } W_0$  от параметра  $ak_1$  для  $\epsilon_2=10$ ,  $\sigma_2=10^{-2}$  мОм/м и  $\lambda=100$  м.

Теперь входное сопротивление провода произвольной длины  $l$  предлагается вычислять по формуле

$$Z_{\text{вх}} = W \text{cth } \gamma l = W \frac{\text{sh } 2\beta l - i \sin 2\alpha l}{\text{ch } 2\beta l - \cos 2\alpha l} \quad (\text{V.1.24})$$

с учетом (23) и  $\gamma \approx k_2$ .

Для того чтобы убедиться в приемлемости предложенного подхода к расчету входных сопротивлений, мы

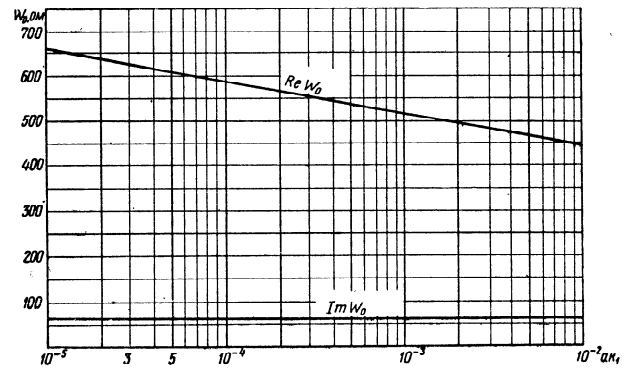


Рис. V.1.5. Волновое сопротивление длинного провода в среде с потерями.

проведем сопоставление значений  $Z_{\text{вх}}$ , получаемых для полуволновых вибраторов с помощью (24) и (5) для  $a=10^{-3}$  м.

При этом из (24) следует

$$Z_{\text{вх}, \lambda/2} = 2W \text{th } \beta l, \quad (\text{V.1.25})$$

где  $l = \frac{\lambda}{4}$ .

Результаты расчетов сведем в табл. 1.

Мы видим, что заметное различие в значениях  $R_{\text{вх}}$  проявляется, как и предполагалось ранее, лишь в самом коротковолновом диапазоне при малых значениях  $\sigma_2$ . Расхождения в значениях  $X_{\text{вх}}$  оказываются того же порядка, как при сравнении  $X_{\text{вх}}$ , вычисленных для воз-

Таблица V.1.1

N	Почва	λ, м	R <sub>вх</sub>		X <sub>вх</sub>	
			(24)	(5)	(24)	(5)
1	П- $\frac{20}{10^{-1}}$	30	50	52,8	+56,8	+43,8
2	П- $\frac{10}{10^{-2}}$	10	121,6	109,5	+52	+27,2
3	П- $\frac{6}{10^{-3}}$	60	168	150	+68,2	+37,3
4	П- $\frac{6}{10^{-3}}$	10	27,4	56,2	+5	+15,5

душных антенн с помощью различных модификаций метода интегральных уравнений.

Соответствующее распределение тока вдоль вибратора длиной *l* будет описываться соотношением

$$\frac{I(x)}{I(0)} = \frac{\sin[\gamma(l-x) + \theta]}{\sin(\gamma l + \theta)} \quad (V.1.26)$$

При этом  $\theta$  определяется с помощью (IV.1.8).

Естественно, что при непосредственном заложении вибраторов в почву приходится иметь дело со значительными величинами коэффициентов укорочения и затухания

Таблица V.1.2

Величины  $\frac{\alpha}{k_1}$ ,  $\frac{\beta}{k_1}$  и *l*<sub>10</sub>

λ, м	ε <sub>в</sub> =20; σ <sub>в</sub> =10 <sup>-1</sup> мО/м			ε <sub>в</sub> =10; σ <sub>в</sub> =10 <sup>-1</sup> мО/м			ε <sub>в</sub> =6; σ <sub>в</sub> =10 <sup>-3</sup> мО/м		
	$\frac{\alpha}{k_1}$	$\frac{\beta}{k_1}$	<i>l</i> <sub>10</sub>	$\frac{\alpha}{k_1}$	$\frac{\beta}{k_1}$	<i>l</i> <sub>10</sub>	$\frac{\alpha}{k_1}$	$\frac{\beta}{k_1}$	<i>l</i> <sub>10</sub>
300	30,2	29,8	3,7	9,76	9,24	11,9	3,54	2,55	43,1
100	17,65	17,07	2,15	6,07	5,17	7,1	2,7	1,12	33
60	13,8	13,08	1,68	4,87	3,71	5,93	2,56	0,71	31
30	10,04	8,98	1,22	3,91	2,31	4,76	2,52	0,36	30,5
15	7,5	6,0	0,92	3,42	1,31	4,2	2,46	0,18	30,5
10	6,46	4,66	0,79	3,31	0,94	3,9	2,45	0,12	30,5
6	5,53	3,27	0,67	3,22	0,56	3,9	2,45	0,07	30,5

волны. Для иллюстрации в табл. 2' приведены величины  $\frac{\alpha}{k_1}$ ,  $\frac{\beta}{k_1}$  и значения длины проводника *l*<sub>10</sub>, на которой амплитуда тока уменьшается в 10 раз.

Эти данные показывают, что возможности повышения эффективности подземных антенн непосредственно заложения путем увеличения их размеров весьма ограничены.

## V.2. ВИБРАТОРЫ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

Действенным средством уменьшения укорочения волны и затухания является применение диэлектрических покрытий вибраторов. В частности, возможна конструкция, аналогичная конструкции обычного высокочастотного кабеля (со сплошной изоляцией), однако без внешнего токнесущего проводника и защитной оболочки. Сокращенно такая конструкция в дальнейшем будет именоваться кабельной. В качестве варианта диэлектрического покрытия может рассматриваться цилиндрическая воздушная полость, вдоль оси которой размещается вибратор.

Для получения формул, определяющих волновое сопротивление таких систем и постоянную распространения, воспользуемся результатами, приведенными в § III.1, и, в частности, выражением (III.1.33), которое в рассматриваемом случае имеет вид:

$$Z_{вх} = \frac{i120\pi^2 k_1}{2k_2^2 k_4^2} \frac{1}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{H_1^{(1)}(bv_2) e^{-i\gamma x} d\gamma}{v_4 F_1(\gamma)}} \quad (V.2.1)$$

В случае пренебрежения влиянием границы раздела (*z*=0)

$$F_1(\gamma) = k_2^2 v_4 [N_0(bv_4) J_0(av_4) - J_0(bv_4) N_0(av_4)] H_1^{(1)}(bv_2) - k_4^2 v_2 [N_1(bv_4) J_0(av_4) - J_1(bv_4) N_0(av_4)] H_0^{(1)}(bv_2) \quad (V.2.2)$$

Полос подынтегрального выражения определяется из уравнения

$$F_1(\gamma) = 0 \quad (V.2.3)$$

Поскольку  $\frac{a}{\lambda}$  и  $\frac{b}{\lambda} \ll 1$ , мы имеем возможность заменить цилиндрические функции в (3) первыми членами разложения их для малых аргументов. В результате получаем трансцендентное уравнение

$$\ln x + Ax + B = 0, \quad (\text{V.2.4})$$

где

$$x = \frac{1}{v_2^2},$$

$$A = -2 \frac{k_2^2}{k_4^2} (k_2^2 - k_4^2) \ln \frac{b}{a},$$

$$B = 2 \ln \frac{1,12}{b} + 2 \frac{k_2^2}{k_4^2} \ln \frac{b}{a} + i\pi.$$

Проще всего решить (4) методом последовательных приближений. Полагая

$$x_0 = -\frac{B}{A}, \quad (\text{V.2.5})$$

будем иметь сходящуюся к решению последовательность

$$x_{n+1} = -\frac{1}{A} (B + \ln x_n). \quad (\text{V.2.6})$$

Обычно бывает достаточно второго приближения.

Затем вычисляется постоянная распространения с помощью формулы

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \varepsilon_2 - i60\lambda\sigma_2 - \frac{1}{x_{n+1}k_1^2}. \quad (\text{V.2.7})$$

Необходимо отметить, что указанный способ сохраняет силу вплоть до весьма малых толщин диэлектрической оболочки, т. е. при  $\frac{b}{a} \rightarrow 1$ . При этом постоянная распространения  $\gamma$ , как и следовало ожидать, оказывается близкой к волновому числу среды.

Для случая провода, размещенного в цилиндрической воздушной полости большого диаметра, Брауде

[103] была получена достаточно простая формула, определяющая значение постоянной распространения

$$\frac{\gamma}{k_1} = \sqrt{\frac{\ln \frac{1,12}{k_1 a \sqrt{n^2 + p^2}}}{\ln \frac{b}{a}} - \frac{i \operatorname{arc tg} \frac{n}{p}}{2 \sqrt{\ln \frac{1,12}{k_1 a \sqrt{n^2 + p^2}} \ln \frac{b}{a}}}. \quad (\text{V.2.8})$$

Эта формула обеспечивает достаточную точность вычислений при условии  $\frac{b}{a} > 5$ .

Влияние изолирующей оболочки можно проследить на рис. 1. Здесь приведены зависимости  $\frac{\alpha}{k_1} = \frac{\alpha}{k_1} \left(\frac{b}{a}\right)$  для  $a = 10^{-1}$  м и  $a = 10^{-3}$  м при  $\varepsilon_4 = 2,4$  применительно к почве П  $\frac{10}{10^{-2}}$ . На рис. 2 даны зависимости  $\frac{\beta}{k_1} = \frac{\beta}{k_1} \left(\frac{b}{a}\right)$  при тех же условиях. Мы видим, что оболочка толщиной в 1–2 радиуса проводника обеспечивает резкое уменьшение укорочения и затухания волны вдоль линии.

Аналогичные зависимости для провода в воздушной полости показаны на рис. 3.

В предыдущих выкладках не учитывалось влияния поверхности раздела на распределение тока вдоль вибратора. Это влияние в случае необходимости может быть учтено достаточно точ-

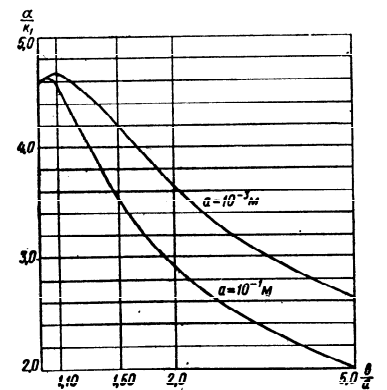


Рис. V.2.1. Влияние толщины покрытия на укорочение волны в проводе.



но с помощью формул, полученных в § III.1. Приведенное там уравнение (III.1.27) в нашем случае может быть записано в виде:

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \epsilon'_2 \frac{\ln \frac{b}{a} - \ln \frac{bv_2}{1,12i} - i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(2hv_2) - 2\mathcal{J}_2}{\frac{1}{\epsilon_4} \ln \frac{b}{a} - \ln \frac{bv_2}{1,12i} - i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(2hv_2)}. \quad (\text{V.2.9})$$

Здесь  $h$  — глубина заложения провода;  
 $\mathcal{J}_2$  — функция, определяемая формулой (III.1.18), в которой переменены местами индексы «1» и «2».

Соответственно при  $|2hv_2| < 0,5$  выражение (9) упрощается

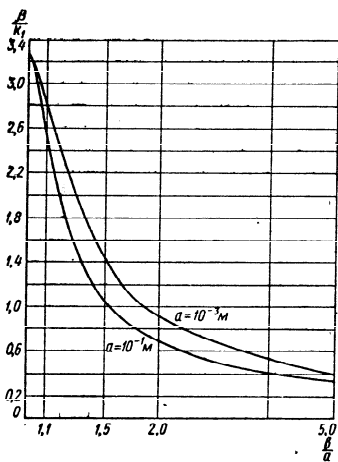


Рис. V.2.2. Влияние толщины покрытия на затухание волны в проводе.

метров провода. Некоторые результаты вычислений будут приведены в § 5 данной главы.

Вернемся к исследованию выражения (1) с целью вычисления волнового сопротивления рассматриваемой системы. В случае пренебрежения значением интеграла по разрезу нам остается вычислить вычет подынтеграль-

$$\frac{\gamma^2}{k_1^2} = \epsilon'_2 \frac{\ln \frac{2h}{a} - 2\mathcal{J}_2}{\frac{1}{\epsilon_4} \ln \frac{b}{a} + \ln \frac{2h}{a}}. \quad (\text{V.2.10})$$

Вычисления с помощью уравнений (9) и (10) ведутся методом последовательных приближений, который быстро приводит к результату в силу слабой зависимости  $\mathcal{J}_2$  и  $H_0^{(1)}(2hv_2)$  от  $\gamma$ .

Как показала практика вычислений, влияние границы раздела проявляется лишь в пределах поверхностного слоя толщиной в несколько диа-

ной функции в точке  $\gamma = \gamma_0$ , где  $\gamma_0$  определяется уравнением (4).

Таким образом,

$$W = \frac{i120\pi^2 k_1}{2k_2^2 k_4^2} \frac{1}{-2\pi i \operatorname{Res}_{\gamma=\gamma_0} \int_{-\infty}^{+\infty} S_2(\gamma) e^{-i1x} d\gamma}. \quad (\text{V.2.11})$$

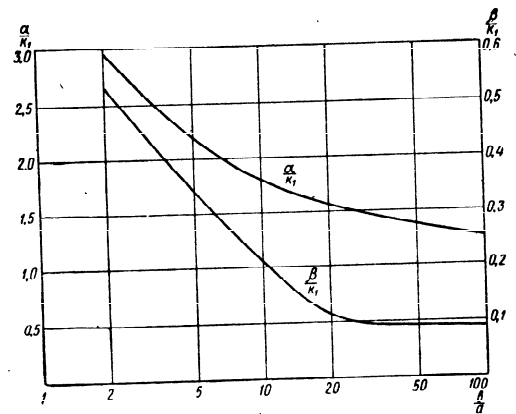


Рис. V.2.3. Постоянная распространения волны вдоль провода ( $a=10^{-3}$  м), размещенного в воздушной полости радиуса  $b$  для почвы  $\Pi_{10^{-2}}$ .

При условии замены цилиндрических функций их значениями для малых аргументов

$$S_2(\gamma) = \frac{\pi}{2} \frac{1}{k_2^2 v_4^2 \ln \frac{b}{a} - k_4^2 v_2^2 \ln \frac{bv_2}{1,12i}}. \quad (\text{V.2.12})$$

Вычисляя вычет с помощью (III.1.36) и подставляя его значение в (11), получаем в пересчете на несимметричное включение провода

$$W = 60 \frac{\gamma}{k_1} \frac{k_1^2}{k_4^2} \left[ \frac{k_2^2 - k_4^2}{k_2^2 - \gamma^2} \ln \frac{b}{a} - \frac{k_4^2}{2k_2^2} \right]. \quad (\text{V.2.13})$$

Значение разности  $k_2^2 - \gamma^2 = v_2^2$  было определено ранее при решении уравнения (4).

Окончательно

$$W = \frac{60}{\epsilon_4} \frac{\gamma}{k_1} \left[ (\epsilon'_{2} - \epsilon_4) x_{n+1} \ln \frac{b}{a} - \frac{\epsilon_4}{2\epsilon'_{2}} \right]. \quad (\text{V.2.14})$$

Если в (13) считать  $k_2 \rightarrow \infty$ , что соответствует переходу к хорошо проводящей внешней среде, то в силу  $k_2^2 \gg k_4^2$ ;  $k_2^2 \gg \gamma^2$ ,  $\frac{\gamma}{k_1} \rightarrow \sqrt{\epsilon_4}$  получаем обычную формулу,

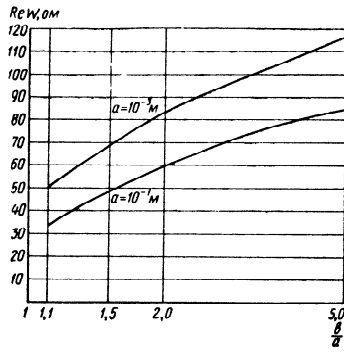


Рис. V.2.4. Зависимость волнового сопротивления провода от толщины покрытия.

определяющую волновое сопротивление коаксиального кабеля

$$W = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_4}} \ln \frac{b}{a}. \quad (\text{V.2.15})$$

На рис. 4 показаны зависимости  $W = W\left(\frac{b}{a}\right)$  применительно к тем данным, для которых ранее вычислялась постоянная распространения (рис. 1 и 2).

Учет влияния границы раздела на значение волнового сопротивления может быть проведен подстановкой

в (11) вместо  $S_2(\gamma)$  функции, аналогичной  $S_1(\gamma)$  из (III.1.35) и имеющей в нашем случае вид

$$S'_2 = \frac{\pi}{2} \times \frac{1}{k_2^2 v_4^2 \ln \frac{b}{a} + k_4^2 v_2^2 \left[ -\ln \frac{bv_2}{1,12i} - i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(2hv_2) \right] - 2k_4^2 k_1^2 \mathcal{J}_2}. \quad (\text{V.2.16})$$

При этом значение волнового сопротивления определится формулой

$$W = 60 \frac{\gamma}{k_1} \left\{ \frac{1}{\epsilon_4} \ln \frac{b}{a} + \frac{-\ln \frac{bv_2}{1,12i} - i \frac{\pi}{2} H_0^{(1)}(2hv_2) - \frac{1}{2} + i \frac{\pi}{2} hv_2 H_1^{(1)}(2hv_2)}{\epsilon'_{2}} + \frac{k_1^2 \partial \mathcal{J}_2}{\gamma \partial \gamma} \right\}. \quad (\text{V.2.17})$$

При  $|2hv_2| < 0,5$  выражение (17) упрощается

$$W = 60 \frac{\gamma}{k_1} \left\{ \frac{1}{\epsilon_4} \ln \frac{b}{a} + \frac{\ln \frac{2h}{b}}{\epsilon'_{2}} + \frac{k_1^2}{\gamma} \frac{\partial \mathcal{J}_2}{\partial \gamma} \right\}. \quad (\text{V.2.18})$$

Волновое сопротивление так же, как и постоянная распространения, практически не зависит от расстояния до границы раздела, исключая весьма тонкий поверхностный слой.

Приведенные в данном параграфе формулы позволяют без особых затруднений рассчитать распределение тока вдоль подземных проводов и входное сопротивление последних, что дает возможность осуществить полный расчет основных электрических характеристик подземных антенн.

Поскольку мы рассматриваем подземные антенны как некоторые эквивалентные длинные линии, то естественно ожидать у них такой же характер изменения входных сопротивлений с частотой, какой наблюдается у воздушных антенн. Отличие будет заключаться лишь в определенной тенденции к аперриодичности за счет значительного затухания волны вдоль антенны и более частом чередовании последовательных и параллельных резонансов за счет укорочения волны в системе.

В случае  $\beta l > 1,5$  входное сопротивление антенны близко к волновому сопротивлению провода и мало изменяется с частотой.

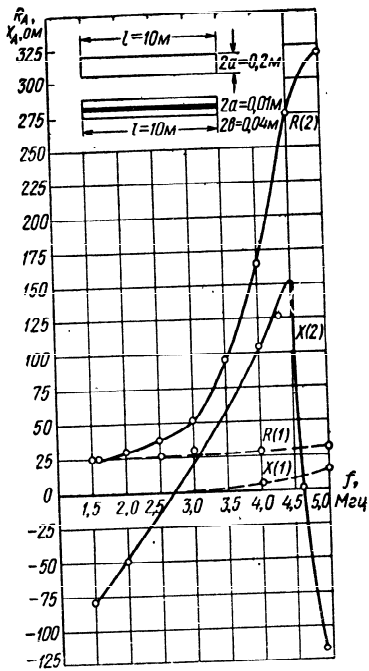


Рис. V.2.5. Зависимость входного сопротивления от частоты:  
1 — антенна непосредственного заложения; 2 — кабельная антенна.

его диэлектрической проницаемости эти свойства проявляются в большей степени.

### V.3. ПАРАМЕТРЫ ПОДЗЕМНЫХ АНТЕНН. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Ранее (1.2) было показано, что функция Герца, описывающая поле наземного вертикального диполя в точ-

ке  $(r, -z)$ , т. е. ниже поверхности земли, определяется формулой

$$H_2(r, -z) = 2 \frac{e^{-ik_1 r}}{r} Y(\rho) \frac{k_1^2}{k_2^2} e^{-\chi}. \quad (V.3.1)$$

Это выражение, наряду с аналогичным выражением для горизонтального диполя, может быть положено в основу расчета основных электрических характеристик подземных антенн. Как уже отмечалось, формула (1) показывает, что вертикальная составляющая поля у подземного вибратора  $E_B(r, -z)$  отличается от вертикальной составляющей поля у поверхности земли  $E_B(r, +0)$  пересчетным множителем

$$L_B(k_1, k_2, z) = \frac{E_B(r, -z)}{E_B(r, +0)} = \frac{k_1^2}{k_2^2} e^{-\chi}, \quad (V.3.2)$$

где

$$\chi = k_1 |z| \operatorname{Im} \sqrt{\varepsilon'_2 - 1}. \quad (V.3.3)$$

Следовательно, мы имеем возможность в расчетах заменять подземные вибраторы фиктивными, лежащими на самой поверхности земли. При этом необходимо лишь уменьшать в  $\frac{1}{L}$  раз величину напряженности поля падающей на фиктивный вибратор волны в случае приема или величину тока в вибраторе в случае передачи. К указанным фиктивным вибраторам применимы далее все расчетные соотношения, принятые для обычных наземных антенн. В качестве иллюстрации применения этого положения рассмотрим два простейших примера.

Пусть наземный элементарный вертикальный излучатель 1, питаемый током  $>I$  (рис. 1) создает вблизи вертикального приемного наземного вибратора 2 поле  $E=AI$ . Определим поле у приемного вибратора 2', если последний будет размещен на глубине  $z_2$ , а излучатель 1' на глубине  $z_1$  при сохранении значения тока  $I$ .

Заменим излучатель 1' фиктивным наземным излучателем, несущим ток  $I'=IL_B(z_1)$ .

Соответственно поле от вибратора 1' в точке 2 будет равно

$$E_2 = AI'. \quad (V.3.4)$$

Далее мы должны заменить  $2'$  фиктивным наземным вибратором, размещенным в точке 2, находящимся в поле

$$E'_2 = E_2 L_R(z_2). \quad (V.3.5)$$

Окончательно

$$E'_2 = E L_R(z_1) L_R(z_2). \quad (V.3.6)$$

В случае горизонтальных вибраторов (рис. 2) ход рассуждений сохраняется, однако за счет непрерывности горизонтальных составляющих поля при переходе

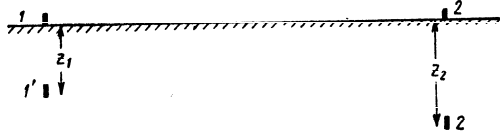


Рис. V.3.1. К вычислению поля от подземного вертикального диполя.

через границу раздела пересчетный множитель не будет содержать отношения  $\frac{k_1^2}{k_2^2}$

$$L_R(k_1, k_2, z) = \frac{E_T(r, -z)}{E_T(r, +0)} = e^{-\chi}. \quad (V.3.7)$$

В рассматриваемом случае мы снова приходим к выражению, аналогичному (6)

$$E'_2 = E L_R(z_1) L_R(z_2). \quad (V.3.8)$$

Приведенные соотношения сохраняют силу и для антенн конечных размеров. Следует лишь иметь в виду, что при замене подземного вибратора фиктивным наземным необходимо сохранить прежнее распределение тока вдоль вибратора. Сравнивая (6) и (8), можно сделать заключение, что при связи с помощью заглубленных антенн горизонтальные вибраторы оказываются эффективнее вертикальных. К этому надо добавить, что увеличение длины вертикальных подземных антенн, с одной стороны, требует преодоления ряда технических трудностей, а с другой стороны, обычно не приносит никаких выгод, поскольку нижняя часть антенн при уве-

личении глубины перестаёт участвовать в изучении (приеме). Поэтому дальнейшее изложение посвящено в основном горизонтальным подземным антеннам, хотя не представляло бы особых затруднений проанализировать и работу вертикальных антенн. Исходные соотношения, необходимые для этого, будут приведены далее.

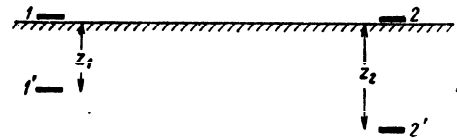


Рис. V.3.2. К вычислению поля от подземного горизонтального диполя.

При вычислении коэффициента усиления подземных антенн мы будем исходить из основных формул:

$$G = \frac{40k_1^2 |h_d|^2}{R_A}. \quad (V.3.9)$$

Эталон — низкий идеальный штыврь.

$$G = \frac{18,3k_1^2 |h_d|^2}{R_A}. \quad (V.3.10)$$

Эталон — полуволновый вибратор в свободном пространстве.

Действующая высота антенны может быть определена с помощью соотношения

$$h_d = \int_0^l \frac{\sin[\gamma(l-x) + \theta]}{\sin(\gamma l + \theta)} \frac{E'_x(x)}{E} dx. \quad (V.3.11)$$

Здесь под  $E$  мы должны понимать напряженность поля волны, падающей на поверхность земли в месте расположения фиктивного вибратора. Соответственно отношение  $\frac{E'_x(x)}{E}$  обеспечивает пересчет поля  $E$  к составляющей напряженности поля у поверхности антенны.

Это отношение определяется условиями работы антенны. В частности, при приеме подземной антенной

земной волны, приходящей с направления, составляющего угол  $\varphi$  с осью антенны, получаем

$$\frac{E'_x(x)}{E} = \cos \theta \cos \varphi e^{ik_1 x \cos \varphi} e^{-\chi}. \quad (\text{V.3.12})$$

Физическая интерпретация отдельных множителей, входящих в (12), рассмотрена в § I.2 и V.1.

В случае приема отраженных волн, приходящих с направления, определяемого углами  $\varphi$  (азимут) и  $\Delta$  (угол возвышения), имеем для вертикально-поляризованных волн

$$\frac{E'_x(x)}{E} = (1 - \bar{F}_v) \cos \varphi \sin \Delta e^{ik_1 x \cos \varphi \cos \Delta} e^{-\chi'}, \quad (\text{V.3.13})$$

для горизонтально-поляризованных волн

$$\frac{E'_x(x)}{E} = (1 + \bar{F}_r) \sin \varphi e^{ik_1 x \cos \varphi \cos \Delta} e^{-\chi'}. \quad (\text{V.3.14})$$

Здесь

$$\chi' = k_1 |z| \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon'_z - \cos^2 \Delta \cos^2 \varphi} \approx \chi. \quad (\text{V.3.15})$$

Таким образом, вычисление коэффициента усиления сводится к интегрированию (11) для заданных значений нагрузки антенны (различные  $\theta$ ) и условий ее работы (различные  $\frac{E'_x(x)}{E}$ ).

Следует отметить, что выражение (11) определяет в то же время и диаграмму направленности антенны, поскольку зависимость коэффициента усиления от углов прихода волн содержится именно в величине  $h_d$ .

Рассмотрим два наиболее часто встречающихся частных случая — разомкнутый вибратор и вибратор, нагруженный сопротивлением, равным волновому, в поле земной волны.

а) Разомкнутый вибратор ( $Z_H = \infty$ ;  $\theta = 0$ ).

Воспользовавшись (IV.1.12), получаем

$$h_d = \frac{\cos \theta \cos \varphi e^{-\chi}}{\sin \gamma l} \frac{\gamma (e^{ik_1 l \cos \varphi} - \cos \gamma l) - ik_1 \cos \Delta \sin \gamma l}{\gamma^2 - k_1^2 \cos^2 \varphi}. \quad (\text{V.3.16})$$

б) Антенна бегущей волны ( $Z_H = W$ ;  $\operatorname{ctg} \theta = i$ ). Соответствующее интегрирование также было проведено ранее (IV.1.13)

$$h_d = i \cos \theta \cos \varphi e^{-\chi} \frac{e^{i(k_1 \cos \varphi - \gamma)l} - 1}{\gamma - k_1 \cos \varphi}. \quad (\text{V.3.17})$$

Мы видим, что в выражениях для действующих вѳ, определяемых с помощью (16) и (17), учитывается не только распределение тока вдоль антенны, как это имеет место применительно к обычным наземным антеннам, но и соотношение  $\frac{E'_x(x)}{E}$ . Можно было бы учитывать указанные факторы раздельно, однако полагаем, что и примененная в этом разделе форма записи не приведет к каким-либо недоразумениям. Аналогичные формулы имеют место для случая отраженных волн.

Теперь остается подставить значения  $|h_d|$  в выражения (9) и (10). Выпишем получающиеся при этом расчетные формулы.

1. Нссимметричный вибратор. Земная волна.

$$G = \frac{80}{R_A} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi e^{-2\chi} \frac{\frac{\alpha^2}{k_1^2} + \frac{\beta^2}{k_1^2}}{\left(\frac{\alpha^2}{k_1^2} - \frac{\beta^2}{k_1^2} - \cos^2 \varphi\right)^2 + 4 \frac{\alpha^2 \beta^2}{k_1^4}} \times \\ \times \frac{A_1^2 + B_1^2}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2\alpha l}. \quad (\text{V.3.18})$$

Здесь

$$A_1 = \cos(k_1 l \cos \varphi) - \cos \alpha l \operatorname{ch} \beta l + \frac{\cos \varphi}{\frac{\alpha^2}{k_1^2} + \frac{\beta^2}{k_1^2}} \times \\ \times \left( \frac{\beta}{k_1} \sin \alpha l \operatorname{ch} \beta l - \frac{\alpha}{k_1} \cos \alpha l \operatorname{sh} \beta l \right), \\ B_1 = -\sin(k_1 l \cos \varphi) + \sin \alpha l \operatorname{sh} \beta l + \frac{\cos \varphi}{\frac{\alpha^2}{k_1^2} + \frac{\beta^2}{k_1^2}} \times \\ \times \left( \frac{\alpha}{k_1} \sin \alpha l \operatorname{ch} \beta l + \frac{\beta}{k_1} \cos \alpha l \operatorname{sh} \beta l \right).$$

2. Симметричный вибратор. Земная волна.

Симметричный вибратор рассматривается как система из двух несимметричных вибраторов с выделением противотактной составляющей тока на входе приемника. Это можно проследить при выводе соотношения (IV.1.17)

$$G = \frac{320}{R_A} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi e^{-2\chi} \frac{\frac{\alpha^2}{k_1^2} + \frac{\beta^2}{k_1^2}}{\left(\frac{\alpha^2}{k_1^2} - \frac{\beta^2}{k_1^2} - \cos^2 \varphi\right)^2 + 4 \frac{\alpha^2 \beta^2}{k_1^4}} \times \frac{A_2^2 + B_2^2}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2\alpha l}. \quad (\text{V.3.19})$$

Здесь

$$A_2 = \cos(k_1 l \cos \varphi) - \cos \alpha l \operatorname{ch} \beta l, \\ B_2 = \sin \alpha l \operatorname{sh} \beta l.$$

3. Антенна бегущей волны. Земная волна.

$$G = \frac{40}{W} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi e^{-2\chi} \frac{A_3^2 + B_3^2}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \varphi\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}}. \quad (\text{V.3.20})$$

Здесь

$$A_3 = e^{-\beta l} \cos(\alpha - k_1 \cos \varphi) l - 1, \\ B_3 = e^{-\beta l} \sin(\alpha - k_1 \cos \varphi) l.$$

4. Симметричный вибратор. Отраженные волны. Вертикальная поляризация:

$$G = \frac{146,2}{R_A} |1 - \bar{F}_R|^2 \sin^2 \Delta \cos^2 \varphi e^{-2\chi} \times \frac{\frac{\alpha^2}{k_1^2} + \frac{\beta^2}{k_1^2}}{\left(\frac{\alpha^2}{k_1^2} - \frac{\beta^2}{k_1^2} - \cos^2 \Delta \cos^2 \varphi\right)^2 + 4 \frac{\alpha^2 \beta^2}{k_1^4}} \frac{A_4^2 + B_4^2}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2\alpha l}. \quad (\text{V.3.21})$$

Здесь

$$A_4 = \cos(k_1 l \cos \varphi \cos \Delta) - \cos \alpha l \operatorname{ch} \beta l, \\ B_4 = \sin \alpha l \operatorname{sh} \beta l.$$

5. Симметричный вибратор. Отраженные волны. Горизонтальная поляризация:

$$G = \frac{146,2}{R_A} |1 + \bar{F}_R|^2 \sin^2 \varphi e^{-2\chi} \times \frac{\frac{\alpha^2}{k_1^2} + \frac{\beta^2}{k_1^2}}{\left(\frac{\alpha^2}{k_1^2} - \frac{\beta^2}{k_1^2} - \cos^2 \Delta \cos^2 \varphi\right)^2 + 4 \frac{\alpha^2 \beta^2}{k_1^4}} \frac{A_4^2 + B_4^2}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2\alpha l}. \quad (\text{V.3.22})$$

6. Антенна бегущей волны. Отраженные волны. Вертикальная поляризация

$$G = \frac{18,3}{W} |1 - \bar{F}_B|^2 \sin^2 \Delta \cos^2 \varphi e^{-2\chi} \frac{A_5^2 + B_5^2}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \varphi \cos \Delta\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}}. \quad (\text{V.3.23})$$

Здесь

$$A_5 = e^{-\beta l} \cos(\alpha - k_1 \cos \varphi \cos \Delta) l - 1; \\ B_5 = e^{-\beta l} \sin(\alpha - k_1 \cos \varphi \cos \Delta) l.$$

7. Антенна бегущей волны. Отраженные волны. Горизонтальная поляризация:

$$G = \frac{18,3}{W} |1 + \bar{F}_R|^2 \sin^2 \varphi e^{-2\chi} \frac{A_5^2 + B_5^2}{\left(\frac{\alpha}{k_1} - \cos \varphi \cos \Delta\right)^2 + \frac{\beta^2}{k_1^2}}. \quad (\text{V.3.24})$$

8. Вертикальный симметричный диполь (рис. 3). Земная волна.

$$G = \frac{320 \sin^2 \theta}{R_A |\epsilon'_2|} e^{-2k_1 p(l+h_0)} \frac{\frac{\alpha^2}{k_1^2} + \frac{\beta^2}{k_1^2}}{\left(\frac{\alpha^2}{k_1^2} - \frac{\beta^2}{k_1^2} - \epsilon_2\right)^2 + \left(2 \frac{\alpha}{k_1} \frac{\beta}{k_1} + 60\lambda z_2\right)^2} \times \frac{A_6^2 + B_6^2}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2\alpha l}. \quad (\text{V.3.25})$$

Здесь  $\sqrt{\epsilon'_2} = n - ip$ ,

$$A_0 = \cos al \operatorname{ch} \beta l - \cos k_1 n l \operatorname{ch} k_1 p l,$$

$$B_0 = \sin al \operatorname{sh} \beta l - \sin k_1 n l \operatorname{sh} k_1 p l;$$

кроме того полагается, что  $|\epsilon'_2| \gg 1$ .

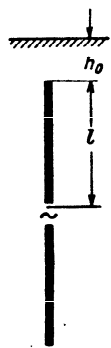


Рис. V.3.3. Вертикальный симметричный подземный вибратор.

9. Вертикальный симметричный диполь. Отраженные волны. Выражение для  $G$  оказывается тождественным с (25), если коэффициент  $320 \sin^2 \theta$  заменить на  $146,2 \cos^2 \Delta$ .

Характерными чертами формул для вертикальных вибраторов является наличие экспоненциального множителя, соответствующего глубине размещения электрического центра антенны, и величины  $|\epsilon'_2|$  в знаменателе. Этим и объясняется малая эффективность таких антенн, о чем говорилось ранее.

Поскольку значение  $R_A$ , входящее в формулы (18) — (25), хорошо поддается расчету, приведенная выше методика предоставляет возможность теоретического анализа электрических характеристик подземных антенн с достаточной полнотой.

#### V.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ

Рассмотрим направленные свойства подземных вибраторов, пользуясь приведенными выше формулами. Если проанализировать выражения (3.18) — (3.20) для малых значений  $al$ , то окажется, что во всех трех случаях зависимость коэффициента усиления от азимутального угла будет в основном определяться множителем  $\cos^2 \varphi$ . Следовательно, диаграммы направленности в горизонтальной плоскости будут иметь форму восьмерок. С увеличением длины несимметричного разомкнутого вибратора при заданной частоте (или повышении частоты при заданной длине вибратора) задний лепесток диаграммы будет постепенно уменьшаться. Это связано с уменьшением влияния волны тока, отраженной от конца антенны. Для длин вибратора  $l$ , удовлетворяю-

щих условию  $al > \pi$ , в главном лепестке диаграммы направленности появляется «провал», который образуется из-за появления в распределении тока вдоль антенны участков, несущих ток противоположного знака. Эволюцию диаграмм направленности можно проследить с помощью рис. 1. Следует заметить, что нулевое излучение в главном направлении имеет место при длине, несколько отличной от  $l = \frac{2\pi}{\alpha}$ . Это объясняется различием ампли-

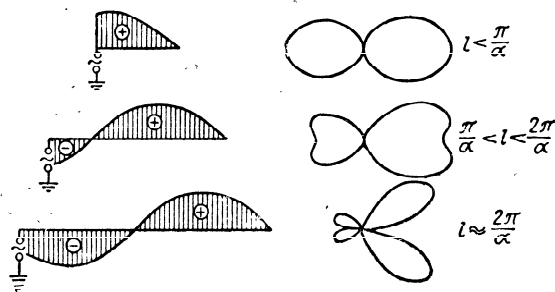


Рис. V.4.1. Эволюция диаграммы направленности подземного вибратора при изменении его длины.

туд положительной и отрицательной полуволн тока (за счет затухания вдоль антенны), а также разносом их вдоль направления излучения (приема).

Что касается диаграмм направленности подземных антенн бегущей волны, то для них сохраняют силу закономерности, отмеченные в § IV.2, применительно к антеннам НБ. Здесь с увеличением длины антенны тоже наблюдается сужение главного лепестка направленности и уменьшение заднего излучения. Это имеет место вплоть до длин  $l \approx l_{\text{опт}}$ . Оптимальная длина антенны имеет тот же смысл, что и для антенны НБ, причем для ее определения можно пользоваться графиком, приведенным на рис. IV.2.5.

В случае симметричного вибратора главный и задний лепестки диаграммы направленности с увеличением длины антенны остаются одинаковыми, но претерпевают все те изменения, о которых мы говорили, рассматривая несимметричный вибратор.

Из сказанного ранее следует, что на практике обычно не имеет смысла применять разомкнутые вибраторы длиной  $l > \frac{\pi}{\alpha}$ , а антенны бегущей волны длиной  $l > l_{\text{отг.}}$ . Эти значения являются верхней границей. В случае больших значений  $\frac{\beta}{k_1}$  может оказаться целесообразным применение вибраторов заметно меньших длин.

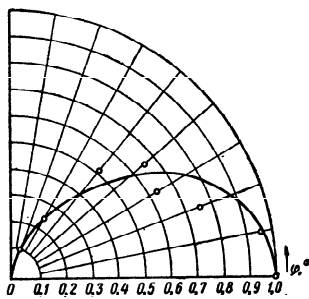


Рис. V.4.2. Диаграмма направленности симметричного вибратора на частоте 1,5 МГц.

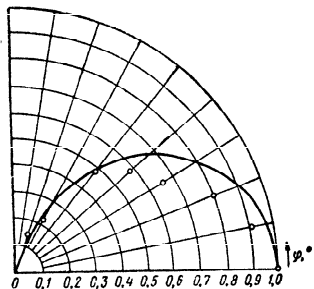


Рис. V.4.3. Диаграмма направленности симметричного вибратора на частоте 3 МГц.

Если мы сравним диаграммы направленности симметричных подземных и надземных вибраторов в плоскости, перпендикулярной полотну антенны, то окажется, что они мало отличаются друг от друга. Это можно показать на примере подземного и поднятого вибраторов

малой длины. Последнее предположение позволяет значительно упростить расчетные формулы и сделать их более наглядными. Действительно, заменяя тригонометрические и гиперболические функции в (3.22) их аргументами, а также полагая  $\varphi=90^\circ$ , получаем

$$G = A |1 + \bar{F}_r|^2. \quad (V.4.1)$$

Здесь  $A$  не зависит от  $\Delta$ . Таким образом, характеристика направленности вибратора по полю, которую мы пока не нормируем, в этом случае будет описываться соотношением

$$f_n(\Delta) = |1 + \bar{F}_r|. \quad (V.4.2)$$

Для поднятого (наземного) диполя несложно получить аналогичное выражение в виде

$$f_n(\Delta) = |1 + \bar{F}_r e^{-i2k_1 H \sin \Delta}|. \quad (V.4.3)$$

На рис. 5. изображены диаграммы направленности, соответствующие (2) и (3) после нормирования. Вычисления велись для почвы  $\Pi_{10^{-2}}$  и  $H = \frac{\lambda}{4}$ . Можно убедиться в том, что диаграммы направленности достаточно близки друг к другу. Что же касается характеристик направленности подземных антенн в вертикальной плоскости, проходящей через полотно антенны, то они обладают определенными особенностями. Проследим это снова на примере малых вибраторов, воспользовавшись теми же приближениями, что и в предыдущем случае.

малой длины. Последнее предположение позволяет значительно упростить расчетные формулы и сделать их более наглядными.

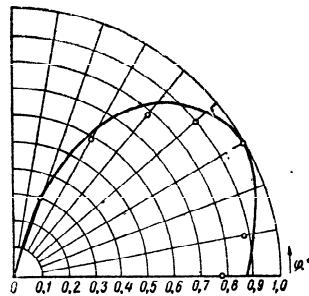


Рис. V.4.4. Диаграмма направленности симметричного вибратора на частоте 5 МГц.

Для поднятого (наземного) диполя несложно получить аналогичное выражение в виде

На рис. 5. изображены диаграммы направленности, соответствующие (2) и (3) после нормирования. Вычисления велись для почвы  $\Pi_{10^{-2}}$  и  $H = \frac{\lambda}{4}$ . Можно убедиться

в том, что диаграммы направленности достаточно близки друг к другу. Что же касается характеристик направленности подземных антенн в вертикальной плоскости, проходящей через полотно антенны, то они обладают определенными особенностями. Проследим это снова на примере малых вибраторов, воспользовавшись теми же приближениями, что и в предыдущем случае.

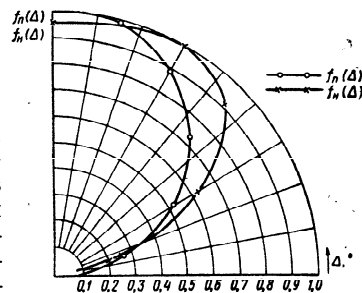


Рис. V.4.5. Сравнение диаграмм направленности подземного и надземного вибраторов в плоскости  $\varphi=90^\circ$ .



Тогда для подземного вибратора получим

$$f_{\text{п}}(\Delta) = |1 - \bar{F}_{\text{в}}| \sin \Delta, \quad (\text{V.4.4})$$

тогда как для наземного вибратора

$$f_{\text{н}}(\Delta) = |1 - \bar{F}_{\text{в}} e^{-i2kH \sin \Delta}| \sin \Delta. \quad (\text{V.4.5})$$

Диаграммы направленности, описываемые соотношениями (4) и (5), изображены на рис. 6. Здесь легко усматривается медленное спадание поля подземного вибратора при изменении угла возвышения от 90 до 30°, в отличие от заметно более быстрого изменения поля, имеющего место для поднятых антенн. Иллюстрацией сказанного может служить рис. 7, на котором изображены диаграммы направленности симметричного вибратора  $l=8$  м из кабеля РК-3 на частоте  $f=6$  Мгц. Несмотря на то, что длина антенны выбрана близкой к оптимальной для излучения в зенит, спадание поля с уменьшением угла возвышения происходит достаточно медленно. На рис. 8 приведены диаграммы направленности несимметричного вибратора с  $l=10$  м, выполненного из того же кабеля. Для  $f=2$  Мгц вибратор имеет малую электрическую длину, а поэтому его диаграмма направленности мало отличается от изображенной на рис. 6. С увеличением частоты начинает вырисовываться сме-

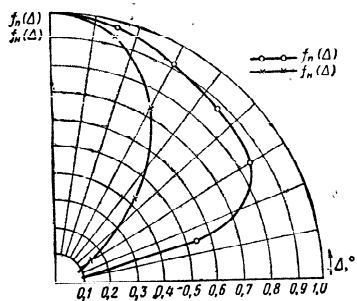


Рис. V.4.6. Сравнение диаграмм направленности подземного и наземного вибраторов в плоскости  $\varphi=0$ .

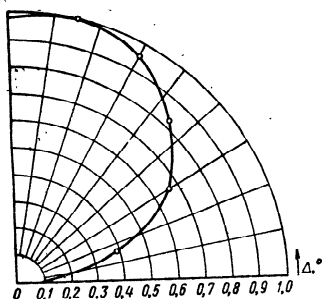


Рис. V.4.7. Диаграмма направленности кабельной подземной симметричной антенны в плоскости  $\varphi=0$ .

щение диаграммы направленности к дальнему концу антенны. Это смещение невелико, и даже антенна бегущей волны, длина которой  $l=8$  м выбрана из условия максимального излучения под углом  $\Delta=5^\circ$ , имеет при  $f=6$  Мгц почти такую же диаграмму направленности (рис. 9). Конструкция антенны ( $a=10^{-3}$  м;  $b=2 \cdot 10^{-3}$  м)

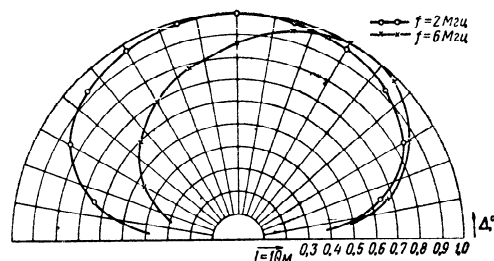


Рис. V.4.8. Диаграммы направленности кабельной подземной несимметричной антенны в плоскости  $\varphi=0$ .

несколько отличалась от антенны кабельного типа (кабель РК-3), однако это обстоятельство не меняет сделанных оценок.

Следует отметить, что при больших значениях  $\frac{\alpha}{k_1}$  и  $\frac{\beta}{k_1}$

форма диаграмм направленности и направление максимума излучения мало зависят от длины антенны. Поэтому понятие оптимальной длины антенны  $l_{\text{опт}}(\Delta_1)$  для излучения под углом  $\Delta=\Delta_1$  является несколько обманчивым. Действительно, выбор  $l=l_{\text{опт}}(\Delta_1)$  здесь не определяет максимума диаграммы при  $\Delta=\Delta_1$ , а означает лишь, что при  $l \neq l_{\text{опт}}(\Delta_1)$  излучение под этим углом будет несколько меньше оптимального.

Для достижения заметной направленности необходимо простейшие подземные антенны объединить в фазированные решетки с соответствующим выбором расстояний между элементами последних.

Что же касается диаграмм направленности вертикальных подземных вибраторов, то они оказываются такими же, как и у наземной штыревой антенны малой длины. Интересно заметить, что форма диаграмм в пре-

делах сделанных приближений не зависит от длины антенны.

Что же касается эффективности подземных антенн, то здесь мы не можем ожидать значений коэффициента усиления отдельных вибраторов, сколь-нибудь близких соответствующим значениям для воздушных антенн. Во-первых, сквозь границу раздела воздух—земля проникает весьма малая доля энергии волны, распространяющейся в воздухе. Во-вторых, энергия претерпевает поглощение в слое почвы, лежащей над антенной. И, наконец, в-третьих, имеет место заметное затухание волны тока вдоль антенны.

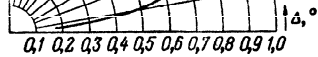


Рис. V.4.9. Диаграмма направленности подземной антенны бегущей волны в плоскости  $\varphi=0$ .

Указанные факторы нашли свое отражение в приведенных ранее формулах (3.18) — (3.25). Следует отметить, что неблагоприятное воздействие этих факторов усугубляется с увеличением проводимости почвы, и мы сталкиваемся с весьма сильной зависимостью значений коэффициента усиления подземных антенн от почвенных условий.

Поэтому даже при сравнительно небольшой глубине заложения антенн ( $h=1 \div 3$  м) подчас приходится иметь дело с коэффициентами усиления отдельных вибраторов порядка  $10^{-5}$ — $10^{-6}$ . В наиболее благоприятных условиях достижимы значения  $G$  порядка  $10^{-2}$ — $10^{-1}$ . Приведенные общие соображения могут быть проиллюстрированы данными по коэффициентам усиления ряда конкретных конструкций подземных вибраторов.

В частности, на рис. 10 представлены результаты расчета и измерений КУ антенны непосредственного заложения при работе земной волной для главного направления. Размеры антенны и условия ее размещения приведены на рис. 2.5. Мы видим, что для малых значений  $\sigma_2$  коэффициент усиления заметно возрастает с частотой за счет увеличения наклона вектора электрической напряженности поля земной волны. Однако с ростом про-

водимости почвы во все большей степени проявляется затухание волны на участке  $0 > z > -h$ . Это обстоятельство приводит к замедлению роста КУ, а на хорошо проводящих почвах даже к уменьшению КУ при высоких частотах. Увеличение значения  $\sigma_2$  на один порядок влечет за собой уменьшение КУ на два-три порядка. Последнее характерно для антенн непосредственного заложения. На рис. 11 приведены аналогичные данные для полостной антенны бегущей волны. Наличие диэлектрической (воздушной) оболочки заметно смягчает влияние проводимости почвы в основном за счет улучшения распределения тока вдоль антенны и более рационального использования ее размеров. Однако влияние это все же велико, особенно при глубинах заложения антенн в несколько метров.

Наконец на рис. 12 можно проследить зависимость КУ от частоты и проводимости почвы для антенны кабельного типа, данные которой уже приводились на рис. 5. Результаты экспериментов указывают на достаточную для практики точность расчетов основных электрических характеристик подземных антенн. Все экспериментальные точки располагаются близко к расчетным кривым, соответствующим  $\sigma_2 = (2 \div 5) \cdot 10^{-2}$  мО/м — измеренным значениям проводимости почвы в районе заложения антенн.

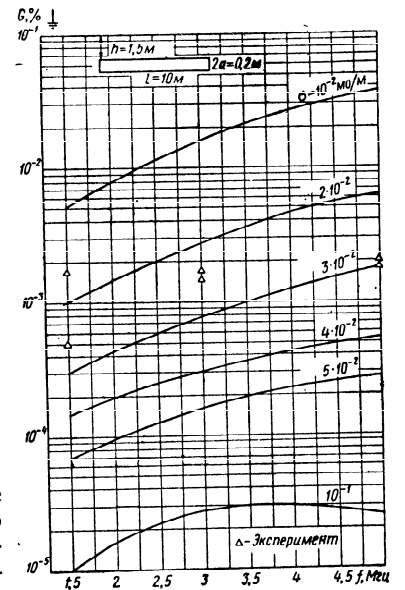


Рис. V.4.10. Зависимость коэффициента усиления подземной антенны непосредственного заложения ( $l=10$  м,  $h=1,5$  м) от частоты.

Для того чтобы оценить эффективность подземных вибраторов при работе отраженными волнами, обратимся к рис. 13. Здесь представлены зависимости КУ в зенитном направлении применительно к симметричной антенне, выполненной из кабеля РК-3. Длина каждого плеча равнялась 12 м (2 м с металлической оплеткой и 10 м со снятой оплеткой); глубина заложения  $h=0,5$  м. Следует отметить, что приведенные значения КУ близки к оптимальным, которые имели место в случае выбора для каждой из частот длины антенны, обеспечивающей при данной конструкции кабеля максимальное излучение в зенит.

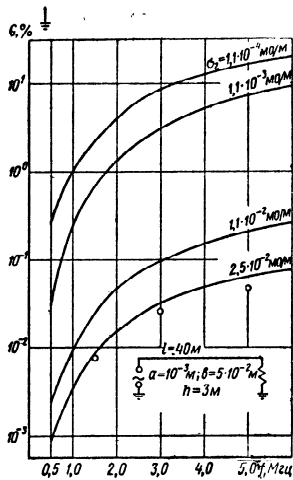


Рис. V.4.11. Зависимость коэффициента усиления подземной полостной антенны бегущей волны от частоты.

- для  $\sigma_2 = 10^{-3}$  MO/M;  $G_{\text{опт}} = (3 \div 8) \cdot 10^{-2}$ ;
- для  $\sigma_2 = 10^{-2}$  MO/M;  $G_{\text{опт}} = (1 \div 2) \cdot 10^{-2}$ ;
- для  $\sigma_2 = 10^{-1}$  MO/M;  $G_{\text{опт}} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ .

Естественно, что столь малые значения КУ представляют ограниченный интерес для практики. В то же время уже указывалось на невозможность повышения эффективности вибратора путем увеличения его размеров.

Однако имеется путь к созданию достаточно эффективных подземных антенн, состоящий в объединении ряда элементарных вибраторов в решетки. При этом мы сталкиваемся с принципиальным отличием подземных антенных решеток от решеток из воздушных вибраторов. Увеличение эффективности для антенных решеток в воздухе обеспечивается соответствующим разносом вибрато-

ров и покупается ценой сужения диаграммы направленности. Элементы подземной решетки «экранируются» друг от друга даже при сравнительно небольших разносах, что позволяет обеспечить диаграмму направленности системы, близкую к диаграмме направленности отдельного элемента. (Последнее положение теряет силу в случае применения очень большого числа элементов, когда протяженность антенной системы будет составлять несколько длин волн в воздухе.)

Одновременно сопротивление элемента в системе оказывается близким к сопротивлению одиночного элемента.

Если отвлечься от потерь в трактах питания, то при ограниченном числе элементов имеет место соотношение

$$G = G_1 \cdot n, \quad (V.4.6)$$

где  $G_1$  — коэффициент усиления одного элемента.

Может возникнуть вопрос, за счет чего увеличивается коэффициент усиления системы, если диаграмма направленности сохраняется прежней. Формула

$$G = D\eta \quad (V.4.7)$$

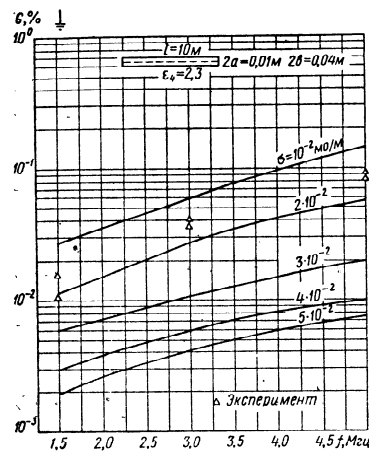


Рис. V.4.12. Зависимость коэффициента усиления подземной антенны кабельного типа от частоты.

горов и покупается ценой сужения диаграммы направленности. Элементы подземной решетки «экранируются» друг от друга даже при сравнительно небольших разносах, что позволяет обеспечить диаграмму направленности системы, близкую к диаграмме направленности отдельного элемента. (Последнее положение теряет силу в случае применения очень большого числа элементов, когда протяженность антенной системы будет составлять несколько длин волн в воздухе.)

Одновременно сопротивление элемента в системе оказывается близким к сопротивлению одиночного элемента.

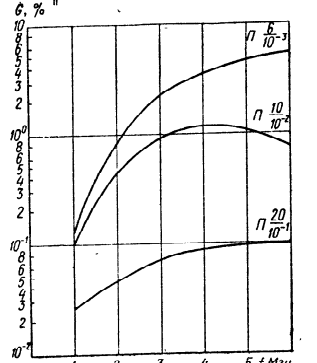


Рис. V.4.13. Зависимость коэффициента усиления подземной антенны кабельного типа в зенитном направлении от частоты.

показывает, что это может иметь место лишь за счет снижения потерь в системе и соответствующего увеличения к. п. д. ( $\eta$ ).

Убедиться в справедливости формулы (6) можно путем достаточно простых рассуждений. К одиночному элементу, имеющему входное сопротивление  $R_1$ , и к системе из  $n$  параллельно соединенных элементов подводится одинаковая мощность  $P$ . Тогда значения токов в отдельном элементе и в элементе системы составят

$$I_1 = \sqrt{\frac{P}{R_1}} \quad \text{и} \quad I = \sqrt{\frac{P \cdot n}{R_1}} \cdot \frac{1}{n}. \quad (\text{V.4.8})$$

Соответственно напряженности поля в точке приема от элемента и от системы будут иметь значения

$$E_1 = A I_1 = A \sqrt{\frac{P}{R_1}}; \quad E = A n I = A \sqrt{\frac{P n}{R_1}}. \quad (\text{V.4.9})$$

Однако при равенстве подводимых мощностей

$$\frac{G}{G_1} = \left( \frac{E}{E_1} \right)^2 = n, \quad (\text{V.4.10})$$

что и требовалось показать.

### В.5. СТЕЛЮЩИЕСЯ АНТЕННЫ

Стелющейся мы будем называть антенну, лежащую в плоскости раздела воздух—земля с той степенью приближения, которая допускается неровностями земной поверхности и растительным покровом. Для общности сюда можно отнести и антенны, размещенные в почве непосредственно у границы раздела.

Правда, такие антенны имеют много общего с рассмотренными выше подземными и низкорасположенными антеннами и могут возникнуть сомнения в целесообразности отдельного их рассмотрения.

Однако близость границы раздела приводит к появлению ряда специфических затруднений теоретического и вычислительного порядка, которые не хотелось бы оставить без внимания тем более, что эти вопросы почти совсем не обсуждались в литературе [104]. Формулы для определения коэффициента усиления стелющихся антенн могут быть получены из соотношений (IV.2.10),

(IV.2.11) путем подстановки в них  $h=0$ , тогда как соотношение (IV.2.2) сохраняет свою силу без каких-либо изменений. Естественно, что к таким же формулам мы придем, исходя из соотношений (3.18)—(3.24), в которых для этого случая необходимо опустить множитель  $e^{-2x}$ .

Таким образом, на первый взгляд с методикой расчета параметров и в этом случае все обстоит благополучно. В действительности же мы теряем возможность расчетного определения параметров линии  $\gamma$  и  $W$ , поскольку соответствующие формулы § III.2 при  $h=0$  не применимы.

Дело в том, что основные результаты § III.2 получены в предположении доминирующей роли волны симметричного типа, распространяющейся вдоль провода (антенны). При приближении к поверхности земли мы должны считаться с появляющейся асимметрией поля и ввести в рассмотрение волны первого и более высоких порядков. Строгое решение задачи с доведением результатов до удобных инженерных формул в настоящее время отсутствует. Естественно, что в каждом конкретном случае значения  $\gamma$  и  $W$  могут быть определены экспериментально, после чего вычисление коэффициента усиления не встретит затруднений. Однако можно указать и некоторые пути приближенной расчетной оценки параметров провода, лежащего на поверхности земли. В частности, Коулмэн [105] исследовал случай размещения проводника точно в одной из границ раздела плоскостной среды. Если этой границей разделялись слои материалов, обладающих волновыми числами  $k_i$  и  $k_{i+1}$ , то постоянная распространения волны вдоль проводника оказывалась равной

$$\gamma \approx \sqrt{\frac{k_i^2 + k_{i+1}^2}{2}}. \quad (\text{V.5.1})$$

Точность приведенного соотношения тем выше, чем меньше радиус провода. В нашем случае

$$\gamma \approx \sqrt{\frac{k_1^2 + k_2^2}{2}} \approx \frac{k_2}{\sqrt{2}}, \quad (\text{V.5.2})$$

поскольку обычно  $k_2^2 \gg k_1^2$ .

Если мы теперь сравним коэффициенты усиления для подземной антенны непосредственного заложения (при  $e^{-\chi} = 1$ ), полагая  $\gamma = k_2$  и для стелющейся с учетом (2), то разница окажется не столь большой. Выигрыш в несколько раз, полученный за счет улучшения распределения тока в антенне, будет частично скомпенсирован увеличением ее волнового сопротивления. Нижнюю границу значений коэффициента усиления стелющейся антенны из неизолированного провода, плотно прижатого к по-

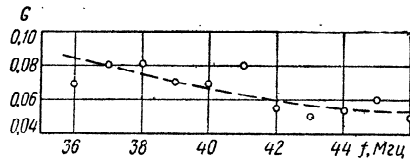


Рис. V.5.1. Коэффициент усиления стелющейся антенны бегущей волны.

верхности земли, можно приближенно оценить, удвоив значение коэффициента усиления этой антенны, вычисленного для случая размещения последней в земле.

Возникает вопрос, как увязать получающиеся при этом весьма малые значения коэффициента усиления с результатами измерений, имеющими место для антенн НВ, положенных на землю. В частности, на рис. IV.2.4 были приведены данные, относящиеся к коротковолновому диапазону. Аналогичную картину можно наблюдать и в диапазоне метровых волн, что иллюстрируется рис. 1.

Дело заключается в том, что положенный на землю провод за счет неровностей почвы, наличия травы или других покрытий практически оказывается размещенным на некоторой конечной высоте над границей раздела. Как будет показано далее, этого достаточно для существенного изменения постоянной распространения волны вдоль провода, а с ней и коэффициента усиления антенны.

Используя методику расчета, изложенную в § III. 2, мы можем проследить изменение значений  $\frac{\gamma}{k_1}$  и  $W$  для различных высот и глубин размещения провода. В каче-

стве примера на рис. 2 и 3 приведены зависимости  $\frac{\alpha}{k_1} = \frac{\alpha}{k_1}(h)$ ;  $\frac{\beta}{k_1} = \frac{\beta}{k_1}(h)$  и  $W = W(h)$ , построенные по результатам расчета для  $h = \pm 0,5; \pm 0,1; \pm 0,03$  м с последующим плавным сопряжением на участке  $-0,03 < h < +0,03$ .

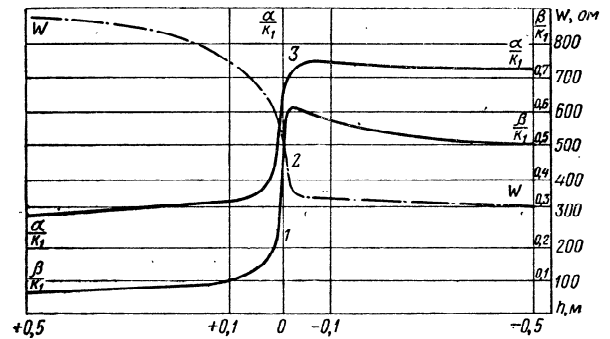


Рис. V.5.2. Зависимость  $\frac{\alpha}{k_1}$ ,  $\frac{\beta}{k_1}$  и  $W$  от расстояния провода до границы раздела воздух—земля для почвы  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$  и  $f = 1$  МГц.

Провод антенны представлял собой кабель РК-3 со снятой металлической оплеткой.

Мы видим резкий перепад значений  $\frac{\alpha}{k_1}$ ,  $\frac{\beta}{k_1}$  и  $W$  вблизи  $h = 0$  с последующим асимптотическим приближением к значениям, которые имели бы место для провода, размещенного в сплошной среде (воздухе или почве). Таким образом, расчеты с помощью (1) дают нижнюю границу значений коэффициента усиления стелющихся антенн. Если никаких специальных мер по принудительному совмещению полотна антенны с поверхностью земли не предпринимается, то реально коэффициент усиления будет в несколько раз больше. Характер указанных выше причин этого увеличения не позволяет дать ему более точную количественную оценку расчетным путем,

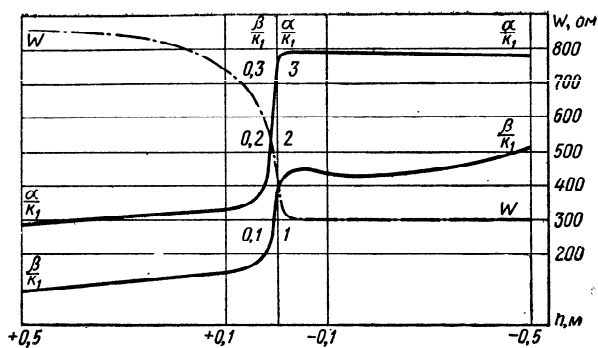


Рис. V.5.3. Зависимость  $\frac{\alpha}{k_1}$ ,  $\frac{\beta}{k_1}$  и  $W$  от расстояния провода до границы раздела воздух—земля для почвы  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  и  $f = 6$  Мгц.

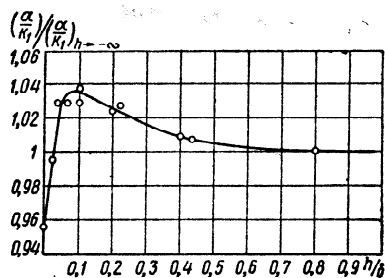


Рис. V.5.4. Поведение коэффициента укорочения волны при малых глубинах заложения провода.

однако приведенные данные и соображения позволяют ориентироваться при выборе и применении рассматриваемых антенн. Как можно видеть из графиков рис. 2 и 3, значения  $\frac{\alpha}{k_1}$  и  $\frac{\beta}{k_1}$  при размещении провода непосредственно под поверхностью оказываются несколько выше соответствующих значений для однородной среды. Правда, эти отклонения достаточно малы и могли бы

быть объяснены неточностью расчетов. Экспериментальная проверка столь малых эффектов на реальных антеннах не представлялась возможной. Тем более интересно, что при экспериментах на моделях с проводящим раствором Викс и Фенвик [101] столкнулись с этим явлением. Результаты их измерений приведены на рис. 4, где по оси абсцисс отложено отношение глубины заложения вибратора к толщине поверхностного слоя. Как мы видим, значения коэффициента укорочения достигают максимума вблизи  $\frac{h}{\delta} \approx 0,1$ , однако уже при  $\frac{h}{\delta} \approx 0,5$  они практически совпадают со значениями, имеющими место для сплошной среды.

**С**имметричные горизонтальные вибраторы широко применяются в коротковолновой связи в виде известных конструкций ВГ, ВГД и ВГДШ. В подвижных радиоустройствах горизонтальные вибраторы используются для связи отраженными от ионосферы волнами на расстояния до 500—700 км. При этом, в отличие от стационарных антенн, вибраторы подвешиваются на относительно небольших высотах. Это обстоятельство при расчете электрических параметров вибратора заставляет учитывать влияние земли не только на характеристики направленности, но и на сопротивления и, в конечном счете, на эффективность антенн.

При электрическом расчете стационарных антенн параметры земли учитываются, как правило, лишь путем введения коэффициентов Френеля в формулы характеристик направленности, полученные на основе отражательной трактовки [23]. При расчете же сопротивлений этих антенн полагают вполне оправданно землю идеально проводящей. Как мы убедились (см. гл. III), при высотах подъема провода горизонтальной антенны  $h > 0,2\lambda$  такое предположение оправдано. Однако при  $h < 0,2\lambda$  влияние земли на сопротивление горизонтального провода ощущается заметным образом, причем в первую очередь оно сказывается на потерях в земле и, следовательно, на величине коэффициента усиления антенны.

Выше уже упоминалось, что при  $\frac{h}{\lambda} \rightarrow 0$  потери в земле все более возрастают за счет полей индукции,

так как при этих высотах силовые линии индукционных составляющих поля антенны пересекают землю и вызывают потери на джоулево тепло.

Малые высоты подвеса горизонтальных вибраторов подвижных радиоустройств выбираются не только, исходя из стремления иметь низкие опоры, но и из необходимости работы радиоустройств, как правило, в широком диапазоне частот. Высота же подвеса полотна системы должна быть такой, чтобы в высокочастотном участке общего диапазона рабочих частот характеристики направленности антенны в вертикальной плоскости не деформировались. В противном случае в направлении зенита образуется провал характеристики направленности, что крайне нежелательно для случаев, когда передача или прием отраженными волнами ведутся на небольшие расстояния. Как это следует из выражения для диаграммы направленности в вертикальной плоскости,

$$F(\Delta) = \sqrt{1 + F_r^2 + 2F_r \cos(\phi_r - 2k_1 H \sin \Delta)},$$

где  $\Delta$  — угол возвышения;  
 $F_r$  и  $\phi_r$  — модуль и аргумент коэффициента Френеля для горизонтально поляризованного поля; заметное уменьшение уровня поля в вертикальном направлении наступает при  $h/\lambda > 0,3$ .

Таким образом, применительно к горизонтальным КВ вибраторам подвижных радиоустройств учет влияния реальной земли на входные сопротивления антенн совершенно необходим. В настоящей главе изложен способ расчета  $Z_A$  горизонтальных вибраторов, основанный на применении метода наведенных э. д. с.

Стремлением упростить конструкцию антенн и уменьшить время их развертывания и свертывания объясняется появление таких КВ антенн, как вибратор с наклонными плечами и крышевые малогабаритные антенны зенитного излучения. В данной главе будут рассмотрены особенности электрических характеристик этих антенн.

Соответствующее внимание уделено также симметричным вертикальным вибраторам и способам питания симметричных антенн.

### VI.1. РАСЧЕТ ВХОДНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ВИБРАТОРОВ

Метод наведенных э. д. с. дает возможность количественно определить степень влияния реальной земли на входные сопротивления симметричного вибратора и, следовательно, на величину коэффициента усиления. С помощью этого метода в гл. III были вычислены вход-

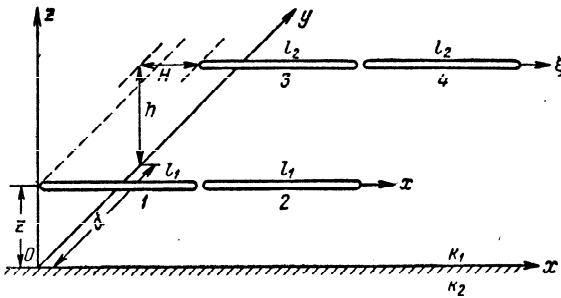


Рис. VI.1.1. Схема взаимодействующих симметричных горизонтальных вибраторов.

ные сопротивления полуволнового вибратора. Ниже будут вычислены входные сопротивления симметричного вибратора, работающего в любом диапазоне частот. При этом, как и в предыдущих случаях, основное внимание будет уделено вычислению поправки  $\Delta Z$ .

Остановимся сначала на вычислении взаимного сопротивления двух симметричных горизонтальных вибраторов. Над плоской безграничной полупроводящей землей разместим два параллельных земле и друг другу симметричных вибратора так, как показано на рис. 1. Рассмотрим самый общий случай, когда взаимодействующие вибраторы имеют неравные длины.

Токи вдоль лучей вибраторов пусть изменяются по гармоническому закону:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 e^{i\omega t} \sin k_1 x && \text{— ток провода 1,} \\ I_2 &= I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (2l_1 - x)] && \text{— ток провода 2,} \\ I_3 &= I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (\xi - H)] && \text{— ток провода 3,} \\ I_4 &= I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (2l_2 + H - \xi)] && \text{— ток провода 4.} \end{aligned} \quad (\text{VI.11})$$

Тогда, как это следует из формул (III.6.9), (III.6.10), и (III.6.11), поправки к взаимным сопротивлениям проводов запишутся как:

$$\Delta Z_{31} = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ \int_H^{H+l_2} \sin [k_1 (\xi - H)] d\xi \frac{\partial}{\partial \zeta} \times \int_0^{l_1} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \sin k_1 x dx \right\}, \quad (\text{VI.1.2})$$

$$\Delta Z_{32} = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ \int_H^{H+l_2} \sin [k_1 (\xi - H)] d\xi \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_{l_1}^{2l_1} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \times \sin [k_1 (2l_1 - x)] dx \right\}, \quad (\text{VI.1.3})$$

$$\Delta Z_{41} = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ \int_{H+l_2}^{H+2l_2} \sin [k_1 (2l_2 + H - \xi)] d\xi \frac{\partial}{\partial \zeta} \times \int_0^{2l_1} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \sin k_1 x dx \right\}, \quad (\text{VI.1.4})$$

$$\Delta Z_{42} = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ \int_{H+l_2}^{H+2l_2} \sin [k_1 (2l_2 + H - \xi)] d\xi \frac{\partial}{\partial \zeta} \times \int_{l_1}^{2l_1} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \sin [k_1 (2l_1 - x)] dx \right\}. \quad (\text{VI.1.5})$$

Полная величина поправки к взаимному сопротивлению будет равна

$$\Delta Z = \Delta Z_{31} + \Delta Z_{32} + \Delta Z_{41} + \Delta Z_{42}. \quad (\text{VI.1.6})$$

В ряде случаев может встретиться необходимость вычисления поправок к сопротивлениям левой  $Z_{\Pi}$  и правой  $Z_{\Sigma}$  половин вибраторов

$$\begin{aligned} \Delta Z_{\Pi} &= \Delta Z_{31} + \Delta Z_{32}, \\ \Delta Z_{\Sigma} &= \Delta Z_{41} + \Delta Z_{42}. \end{aligned} \quad (\text{VI.1.7})$$

При  $H \neq 0$  эти поправки и сами взаимные сопротивления



не будут равны друг другу. Сопоставление их позволит при необходимости рассчитать асимметрию нагрузки питающего фидера.

Интегралы, подобные (2)–(5), были рассмотрены в гл. III, поэтому здесь сразу же выпишем результат интегрирования:

$$\Delta Z_{II} = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ -\frac{1}{2} \cos k_1 l \left[ e^{-ik_1(l_1-M)} M(s) \right]_{s_1}^{s_2} + e^{ik_1(l_1-H)} M(t) \right]_{t_1}^{t_2} + \frac{1}{4} \left[ e^{-ik_1 H} M(p) \right]_{p_1}^{p_2} + e^{-ik_1 H} M(q) \right]_{q_1}^{q_2} + \frac{1}{4} \left[ e^{-ik_1(2l_1-H)} M(\eta) \right]_{\eta_1}^{\eta_2} + e^{ik_1(2l_1-H)} M(\gamma) \right]_{\gamma_1}^{\gamma_2} \left. \right\}, \quad (VI.1.8)$$

$$\Delta Z_{II} = -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ \frac{1}{2} \cos k_1 l \left[ e^{-ik_1(2l_2+H-l_1)} M(\mu) \right]_{\mu_1}^{\mu_2} + e^{ik_1(2l_2+H-l_1)} M(v) \right]_{v_1}^{v_2} - \frac{1}{4} \left[ e^{-ik_1(2l_2+H)} M(\varphi) \right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} + e^{ik_1(2l_2+H)} M(\psi) \right]_{\psi_1}^{\psi_2} - \frac{1}{4} \left[ e^{-ik_1(2l_2+H-2l)} M(\tau) \right]_{\tau_1}^{\tau_2} + e^{ik_1(2l_2+H-2l)} M(\sigma) \right]_{\sigma_1}^{\sigma_2} \left. \right\}, \quad (VI.1.9)$$

где

$$\begin{aligned} s_1 &= \sqrt{(H-l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} + (H-l_1); \\ s_2 &= \sqrt{(H+l_2-l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} + (H+l_2-l_1); \\ t_1 &= \sqrt{(H-l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} - (H-l_1); \\ t_2 &= \sqrt{(H+l_2-l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} - (H+l_2-l_1); \\ p_1 &= \sqrt{H^2 + \zeta^2 + d^2} + H; \\ p_2 &= \sqrt{(H+l_2)^2 + \zeta^2 + d^2} + (H+l_2); \end{aligned}$$

302

$$\begin{aligned} q_1 &= \sqrt{H^2 + \zeta^2 + d^2} - H; \\ q_2 &= \sqrt{(H+l_2)^2 + \zeta^2 + d^2} - (H+l_2); \\ \eta_1 &= \sqrt{(H-2l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} + (H-2l_1); \\ \eta_2 &= \sqrt{(H+l_2-2l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} + (H-l_2-2l_1); \\ \gamma_1 &= \sqrt{(H-2l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} - (H-2l_1); \\ \gamma_2 &= \sqrt{(H+l_2-2l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} - (H+l_2-2l_1); \\ \mu_1 &= t_2; \\ \mu_2 &= \sqrt{(H+2l_2-l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} - (H+2l_2-l_1); \\ v_1 &= s_2; \\ v_2 &= \sqrt{(H+2l_2-l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} + (H+2l_2-l_1); \\ \varphi_1 &= q_2; \\ \varphi_2 &= \sqrt{(H+2l_2)^2 + \zeta^2 + d^2} - (H+2l_2); \\ \psi_1 &= p_1; \\ \psi_2 &= \sqrt{(H+2l_2)^2 + \zeta^2 + d^2} + (H+2l_2); \\ \sigma_1 &= \gamma_2; \\ \sigma_2 &= \sqrt{(H+2l_2-2l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} - (H+2l_2-2l_1); \\ \tau_1 &= \eta_2; \\ \tau_2 &= \sqrt{(H+2l_2-2l_1)^2 + \zeta^2 + d^2} + (H+2l_2-2l_1); \quad (VI.1.10) \\ \zeta &= h+z. \end{aligned}$$

$M(x)$  обозначено то же, что и в формуле (III.6.18).

В частном случае можно получить расчетную формулу поправки к собственному сопротивлению симметричного вибратора, размещенного над полупроводящей землей. Для этого необходимо положить  $H=0$ ,  $l_1=l_2=l$ ,  $h=z$ ,  $d=r_0$ , где  $r_0$  — радиус провода вибратора; тогда

$$\Delta Z = -60 \frac{k_1}{k_2} \left[ M(\psi) (2 + \cos k_1 2l) + M(\delta) (1 + e^{-ik_1 2l}) + M(v) (1 + e^{ik_1 2l}) - \frac{1}{2} e^{-ik_1 2l} M(\mu) - \frac{1}{2} e^{ik_1 2l} M(v) \right], \quad (VI.1.11)$$

$$\mu = \sqrt{(2l)^2 + \zeta^2 + r_0^2} - 2l, \quad (VI.1.12)$$

$$v = \sqrt{(2l)^2 + \zeta^2 + r_0^2} + 2l.$$

303

Как нетрудно убедиться, при  $l = \frac{\lambda}{4}$  формула (11) в точности соответствует формуле (III.6.26), по которой вычисляется поправка к входному сопротивлению полуволнового вибратора.

Приведем пример расчета собственного сопротивления симметричного горизонтального вибратора, работающего в диапазоне частот 1,5—9 МГц. Данные вибратора:  $l = 20$  м,  $h = 10$  м,  $r_0 = 2$  мм. При расчетах были взяты почвы:  $\Pi \frac{5}{10^{-3}}$ ,  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ ,  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$ ,  $\Pi \infty$ . Результаты расчета собственных сопротивлений, отнесенных к пучностям тока, приведены в табл. 1. В той же таблице приведены экспериментальные данные, отнесенные к пучностям тока. Почва, на которой размещалась антенна при измерениях, характеризовалась параметрами  $\epsilon_2 \approx 8$ ;  $\sigma_2 \approx 10^{-2}$  мО/м. Пересчет измеренных величин  $Z$  в пучность тока осуществляется с учетом потерь на излучение.

Как видно из таблицы, в области малых значений  $\frac{l}{\lambda}$  и  $\frac{h}{\lambda}$  земля с реальными электрическими параметрами оказывает существенное влияние на величину активной составляющей сопротивления. Реактивная составляющая от изменений параметров почвы зависит слабо. Последнее обстоятельство не однажды было подтверждено измерениями, цель которых состояла в определении степени влияния изменений проводимости почвы на электрические характеристики антенн.

Таблица VI.1.1

Результаты расчета собственных сопротивлений, отнесенных к пучностям тока

$f, \text{МГц}$	$\epsilon_2=5; \sigma_2=10^{-3}$	$\epsilon_2=10; \sigma_2=10^{-2}$	$\epsilon_2=20; \sigma_2=10^{-1}$	$\sigma_2=\infty$	Эксперимент
1,5	6,47—i526,6	2,18—i527	0,87—i528,2	0,27—i528,5	2,7—i524
2,25	17,9—i490	7,33—i490	3,97—i492	2,43—i492,8	9,1—i472
3,0	45,1—i276,3	22,7—i274,6	14,8—i277	11,2—i278,6	27,5—i291
3,75	74,0+i53,9	51,9+i70	38,9+i70,9	32,8+i70,6	55,3+i130
4,5	132,2+i389,7	99,2+i425,4	81,2+i432,2	72,2+i434,2	109,5+i492
5,25	178,8+i638,7	158+i660	138,7+i675,8	128,5+i681,5	163,4+i700
6,0	212,6+i650	214,6+i713,5	199,9+i739,9	190,7+i751	209,3+i650
6,75	223,9+i451,5	233+i503,5	237,9+i520,4	232,7+i541,5	235,4+i450
7,5	209+i129	243,3+i164,6	247,6+i190	246,8+i202,7	230,4+i102
9,0	129,7—i413	149,7—i421	165,5—i403,9	172,7—i393	134—i437

Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает хорошее их соответствие вплоть до весьма малых значений  $\frac{h}{\lambda}$ . Таким образом, точность расчета горизонтальных вибраторов в диапазоне КВ будет вполне удовлетворительной даже при весьма малых  $\frac{h}{\lambda}$ . Это и понятно, так как в диапазоне КВ и, тем более, СВ условие  $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$  хорошо выполняется.

Метод наведенных э. д. с. для расчета взаимных и собственных сопротивлений с учетом влияния земли можно с успехом применять и для антенн ВГД или ВГДШ. При этом точность расчета будет тем выше, чем меньше радиус вибратора по сравнению с расстоянием до соседнего вибратора и высотой подвеса.

Несмотря на достаточную полноту разработки теории расчета основных электрических характеристик и параметров (в том числе и сопротивлений) симметричных антенн и хорошее совпадение расчетных данных с данными измерений, роль экспериментального исследования симметричных антенн остается значительной. Так, если при расчете энергетических соотношений в радиолинии вполне достаточно обычно теоретического определения электрических параметров антенн, то при решении вопроса согласования сопротивлений антенн весьма важно иметь также экспериментальные данные по сопротивлениям антенн, определенным на входе питающего фидера.

В связи с этим представляется целесообразным привести ряд экспериментальных данных по входным сопротивлениям некоторых конкретных антенн, применяемых в мобильных радиоустройствах. На рис. 1—6 изображены сопротивления  $R_A$  и  $X_A$ , измеренные на входе симметричных фидеров антенн ВГ  $\frac{11,5}{8,5}$ ; ВГ  $\frac{15}{10}$ ; ВГ  $\frac{20}{10}$ ; ВГ  $\frac{25}{8,5}$ ;

ВГ  $\frac{35}{12}$  соответственно. Там же приведены данные по волновым сопротивлениям и длинам питающих фидеров. Входные сопротивления измерялись в диапазонах частот, которые являются рабочими для данных антенн.

Рассмотрение и сопоставление экспериментальных кривых  $R_A$  и  $X_A$  антенн ВГ показывает, что эти состав-

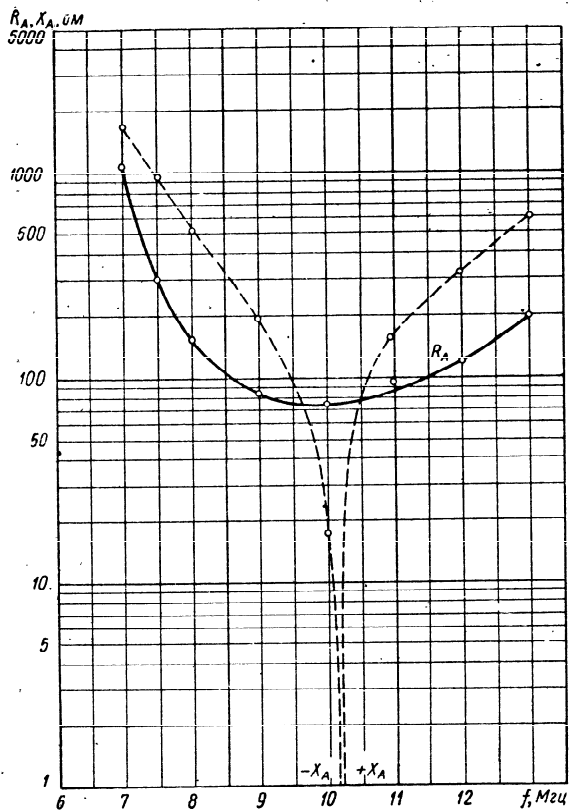


Рис. VI.1.2. Входное сопротивление антенны ВГ  $\frac{11,5}{8,5}$   
с  $l_\phi = 8$  м,  $W_\phi = 530$  ом.

ляющие в широком диапазоне частот имеют значительные пределы изменений. Так, сопротивление  $R_A$ , измеренное на входе фидера антенны ВГ  $\frac{35}{12}$  на частотах 1,5—5,23 МГц, изменяется в пределах от 13 до 7500 ом, а максимальные величины  $X_A$  достигают 4500 ом,  
306

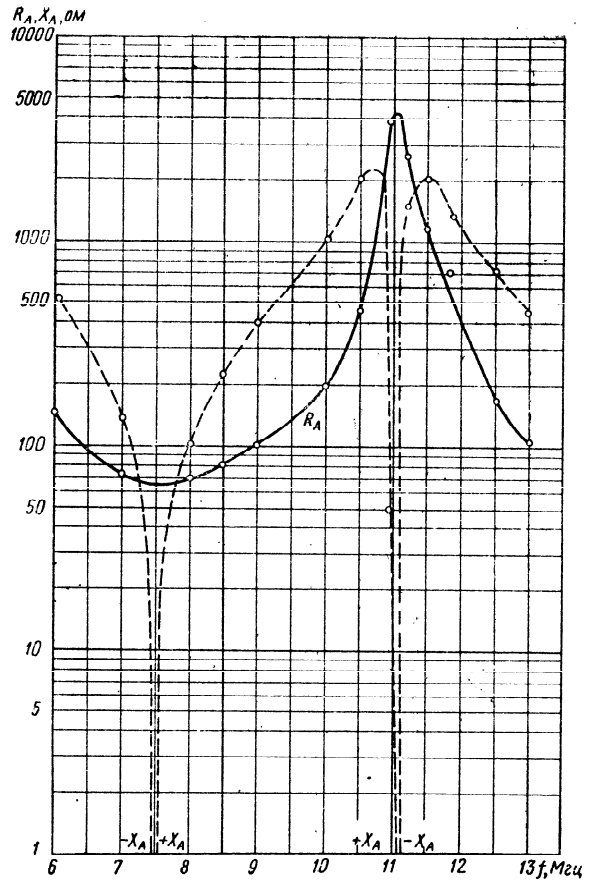


Рис. VI.1.3. Входное сопротивление антенны ВГ  $\frac{15}{10}$   
с  $l_\phi = 11$  м,  $W_\phi = 530$  ом.

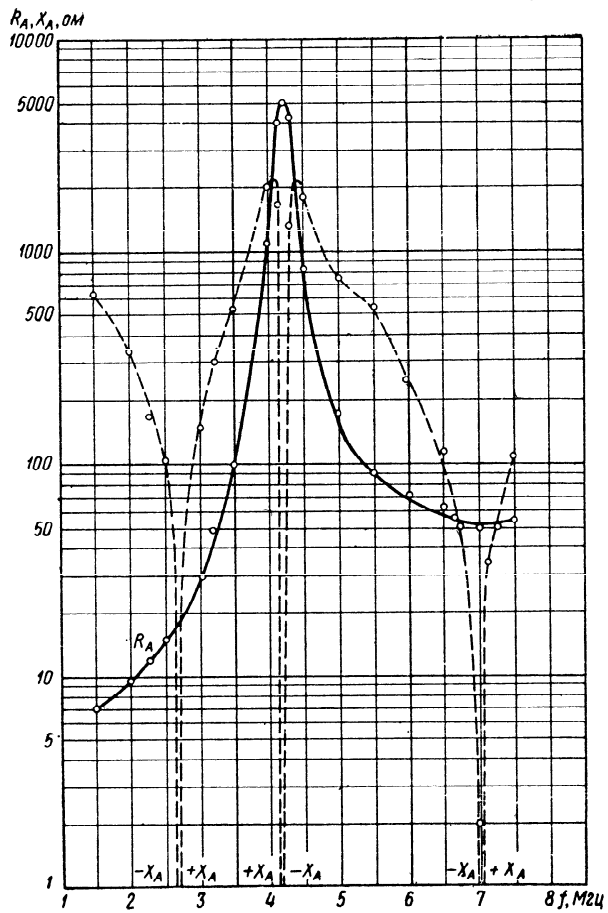


Рис. VI.1.4. Входное сопротивление антенны ВГ  $\frac{20}{10}$   
с  $l_\phi = 12$  м,  $W_\phi = 550$  ом.

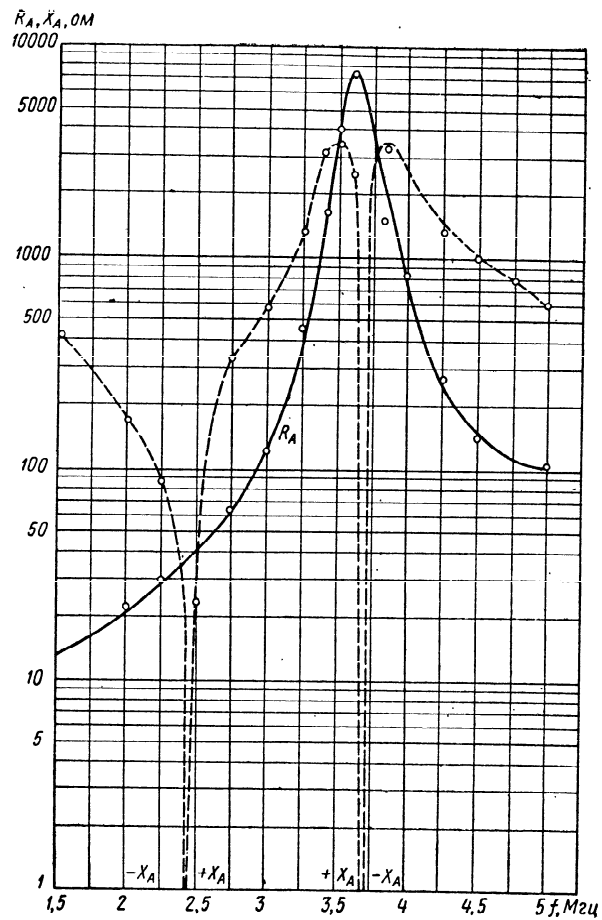


Рис. VI.1.5. Входное сопротивление антенны ВГ  $\frac{25}{8,5}$   
с  $l_\phi = 9$  м;  $W_\phi = 530$  ом.

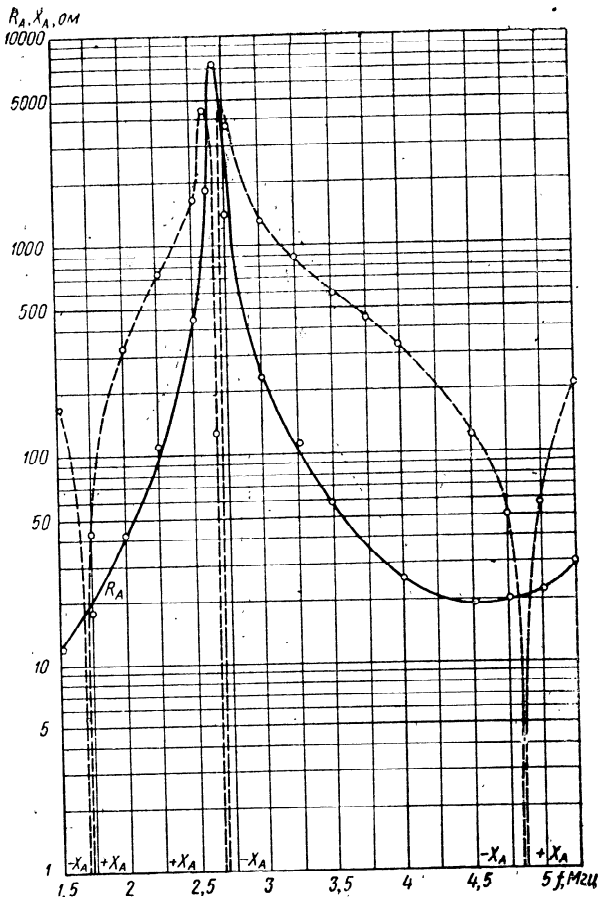


Рис. VI.1.6. Входное сопротивление антенны ВГ  $\frac{35}{12}$   
с  $l_{\phi} = 12$  м,  $W_{\phi} = 560$  ом.

У антенн ВГ  $\frac{11.5}{8.5}$  и ВГ  $\frac{15}{10}$ , предназначенных для работы в коротковолновой части диапазона частот, используемого для работы отраженными волнами, за счет больших потерь в земле  $R_A$  изменяется в несколько меньших пределах (65—4500 у антенны ВГ  $\frac{15}{10}$ ).

Большие пределы изменения величин составляющих входного сопротивления антенн ВГ являются основной трудностью при решении вопроса согласования сопротивлений антенн и выходных (входных) устройств радиоаппаратуры, работающей в широком диапазоне частот. Очень часто в элементах антенных контуров тратится заметная часть энергии, вырабатываемой передатчиком.

Кроме трудностей энергетического свойства, возникают также осложнения в процессах настройки антенн, выборе нагрузки передатчика и т. д. Тем не менее простота конструкции антенн ВГ явилась причиной того, что в мобильных радиоустройствах отдают предпочтение именно им, а не антеннам, у которых входные сопротивления являются почти аperiodическими, но конструкция достаточно сложна и неудобна.

## VI.2. СИММЕТРИЧНЫЙ КОРОТКОВОЛНОВЫЙ ВИБРАТОР С НАКЛОННЫМИ ЛУЧАМИ

Отдавая должное антенне ВГ, обладающей хорошими электрическими характеристиками для связи на расстоянии до 500—700 км, следует все же отметить, что мобильность ее недостаточна, поскольку эта антенна обычно размещается на трех опорах.

В связи с этим возникла мысль о замене крайних опор леерами, что превратило бы горизонтальный вибратор в вибратор с наклонными лучами (ВН).

Решить, в какой мере указанная замена допустима с электрической точки зрения, можно было лишь после проведения соответствующих исследований. Изложим результаты этих исследований.

Расчетные формулы, определяющие характеристики направленности антенны ВН, могут быть получены из выведенных ранее соотношений для V-образных наклон-

ных антенн, питаемых стоячей волной тока. Действительно, V-образная антенна при  $\varphi_0=90^\circ$  превращается в вибратор с наклонными лучами.

В случае горизонтально-поляризованных волн воспользуемся формулами (IV.3.17)–(IV.3.20), учтя, что при  $\varphi_0=90^\circ$ :

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_1 &= -\cos \theta_4 = b - c; \quad \cos \theta_2 = -\cos \theta_3 = b + c, \\ b &= \cos \Delta \sin \varphi \cos \psi, \quad c = \sin \Delta \sin \psi, \\ \sin(\varphi \mp 90^\circ) &= \mp \cos \varphi, \\ \delta_1 &= \delta_4, \quad \delta_2 = \delta_3, \quad \Omega_1 = -\Omega_4, \quad \Omega_2 = -\Omega_3. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.2.1})$$

В результате получим

$$E = -\frac{30I_0 \cos \psi \cos \varphi}{r \sin k_1 \xi l} e^{-ik_1(r_0 + H \sin \Delta) + i\varphi_r} (P + iQ). \quad (\text{VI.2.2})$$

где

$$\left. \begin{aligned} P &= -(1 + F_r) \left[ \frac{\delta_1 \cos s_r + \Omega_1 \sin s_r}{\xi^2 - \cos^2 \theta_1} + \frac{\delta_2 \cos s_r - \Omega_2 \sin s_r}{\xi^2 - \cos^2 \theta_2} \right]; \\ Q &= (1 - F_r) \left[ \frac{\delta_1 \sin s_r - \Omega_1 \cos s_r}{\xi^2 - \cos^2 \theta_1} + \frac{\delta_2 \sin s_r + \Omega_2 \cos s_r}{\xi^2 - \cos^2 \theta_2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.2.3})$$

В случае идеально проводящей земли и при  $\xi=1$ ,  $F_r=1$ ,  $\varphi_r=180$ ,  $Q=0$  имеем

$$\left. \begin{aligned} \cos s_r &= \sin(k_1 H \sin \Delta) = \sin t, \\ \sin s_r &= \cos t. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.2.4})$$

Соответственно

$$|E| = \frac{60I_0 \cos \psi \cos \varphi}{r \sin k_1 l} \left[ \frac{\delta_1 \sin t + \Omega_1 \cos t}{\sin^2 \theta_1} + \frac{\delta_2 \sin t - \Omega_2 \cos t}{\sin^2 \theta_2} \right]. \quad (\text{VI.2.5})$$

Определим напряженность поля в зенитном направлении ( $\Delta=90^\circ$ ). При этом:

$$\left. \begin{aligned} b &= 0; \quad \cos \theta_1 = -\cos \theta_2 = -\sin \psi, \\ \delta_1 &= \delta_2 = \xi [\cos(k_1 l \sin \psi) - \cos k_1 \xi l], \\ \Omega_1 &= -\Omega_2 = -\xi \sin(k_1 l \sin \psi) + \sin \psi \sin k_1 \xi l. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.2.6})$$

312

Подставляя (6) в (3), получаем

$$|E| = \frac{60I_0 \cos \psi \cos \varphi}{r \sin k_1 \xi (\xi^2 - \sin^2 \psi)} \times \sqrt{(1 + F_r)^2 (\delta_1 \cos s_r + \Omega_1 \sin s_r)^2 + (1 - F_r)^2 \times \left( \delta_1 \sin s_r - \Omega_1 \cos s_r \right)^2} \quad (\text{VI.2.7})$$

Аналогично могут быть получены расчетные формулы для вертикально-поляризованных волн. Учтем в формуле (IV.3.25) соотношения (1).

Кроме того, в нашем случае

$$s_1 = s_4 \text{ и } s_2 = s_3. \quad (\text{VI.2.8})$$

После несложных преобразований приходим к выражению

$$E = i \frac{30I_0 e^{-ik_1 r_0}}{r \sin k_1 \xi l} (P + iQ), \quad (\text{VI.2.9})$$

где

$$\left. \begin{aligned} P &= (1 - F_B) \left[ s_1 \frac{\delta_1 \cos s_B + \Omega_1 \sin s_B}{\xi^2 - \cos^2 \theta_1} - s_2 \frac{\delta_2 \cos s_B - \Omega_2 \sin s_B}{\xi^2 - \cos^2 \theta_2} \right]; \\ Q &= (1 + F_B) \left[ s_1 \frac{-\delta_1 \sin s_B + \Omega_1 \cos s_B}{\xi^2 - \cos^2 \theta_1} + s_2 \frac{\delta_2 \sin s_B + \Omega_2 \cos s_B}{\xi^2 - \cos^2 \theta_2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.2.10})$$

В случае идеальной проводимости земли и при  $\xi=1$ ,  $\varphi_B=0$ ,  $F_B=1$ ,  $P=0$  имеем

$$\left. \begin{aligned} \sin s_B &= -\sin t, \\ \cos s_B &= \cos t. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.2.11})$$

С учетом этих соотношений получаем

$$|E| = \frac{60I_0}{r \sin k_1 l} \left[ s_1 \frac{\delta_1 \sin t + \Omega_1 \cos t}{\sin^2 \theta_1} + s_2 \frac{-\delta_2 \sin t + \Omega_2 \cos t}{\sin^2 \theta_2} \right]. \quad (\text{VI.2.12})$$

Для зенитного направления, помимо (8), имеет место равенство

$$s_1 = \sin \varphi \cos \psi = -s_2. \quad (\text{VI.2.13})$$

313

С учетом этого

$$\left. \begin{aligned} P &= 2(1 - F_B) s_1 \frac{\delta_1 \cos s_B + \Omega_1 \sin s_B}{\xi^2 - \cos^2 \theta_1}, \\ Q &= 2(1 + F_B) s_1 \frac{-\delta_1 \sin s_B + \Omega_1 \cos s_B}{\xi^2 - \cos^2 \theta_1}, \end{aligned} \right\} \text{(VI.2.14)}$$

$$|E| = \frac{60I_0 \cos \psi \sin \varphi}{r \sin k_1 l \xi (\xi^2 - \sin^2 \psi)} \times \sqrt{(1 + F_B)^2 (-\delta_1 \sin s_B + \Omega_1 \cos s_B)^2 + (1 - F_B)^2 (\delta_1 \cos s_B + \Omega_1 \sin s_B)^2} \text{ (VI.2.15)}$$

Если учесть, что  $s_B = s_T + \frac{\pi}{2}$ , то напряженности поля вертикально-поляризованной волны, приходящей в плоскости антенны, и горизонтально-поляризованной волны, приходящей с направления, перпендикулярного плоскости антенны, окажутся, как и следовало ожидать, одинаковыми.

В случае  $\psi = 0$

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_1 &= \cos \theta_2 = \cos \Delta \sin \varphi, \\ \delta_1 &= \delta_2, \quad \Omega_1 = \Omega_2, \quad s_1 = -s_2. \end{aligned} \right\} \text{(VI.2.16)}$$

Подставив эти значения в формулы (2) и (9), а затем сложив полученные напряженности поля геометрически, получим выражение

$$E = \frac{60I_{\text{лучн}} \cos(k_1 l \cos \Delta \sin \varphi) - \cos k_1 l}{r (1 - \cos^2 \Delta \sin^2 \varphi)} \times \sqrt{(1 + F_B^2 + 2F_B \cos 2s_T) \cos^2 \varphi + (1 + F_B^2 - 2F_B \cos 2s_B) \sin^2 \Delta \sin^2 \varphi} \text{ (VI.2.17)}$$

т. е. обычную формулу для антенны ВГ. Разница состоит лишь в различной системе отсчета азимутального угла, который в нашем случае ведется от плоскости, перпендикулярной плоскости антенны.

Для получения формул, определяющих коэффициент усиления, достаточно представить выражения (2), (5), (7), (9), (12), (14) в виде

$$E = \frac{60I_{\text{лучн}}}{r} F(\Delta, \varphi, \psi). \text{ (VI.2.18)}$$

Тогда соответствующие значения коэффициента усиления

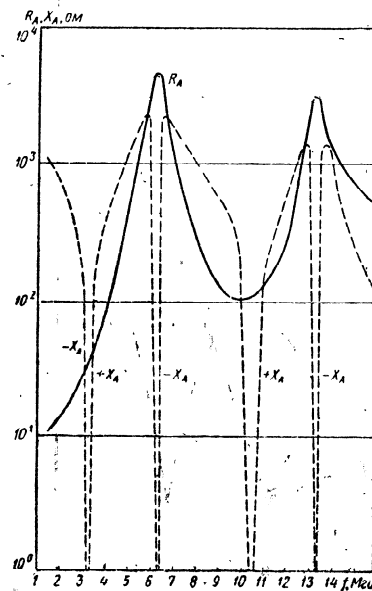


Рис. VI.2.1. Входное сопротивление антенны ВГ  $\frac{20}{12}$ .

по отношению к полуволновому вибратору в свободном пространстве будут вычисляться как

$$G = \frac{73.1 F^2(\Delta, \varphi, \psi)}{R_A}, \text{ (VI.2.19)}$$

где  $R_A$  — входное сопротивление антенны, пересчитанное к пучности тока.

Далее будут приведены характеристики антенны ВН с длиной лучей  $l=20$  м; высотой подвеса  $H=12$  м и углом наклона лучей  $\psi=15^\circ$ .

На рис. 1 показана зависимость входного сопротивления антенны от частоты.

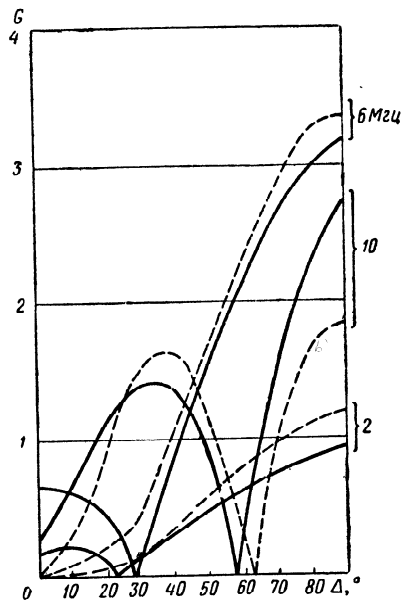


Рис. VI.2.2. Диаграммы направленности антенн ВГ (пунктирные линии) и ВН (сплошные линии) для вертикально-поляризованных волн. Почва  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ .

Сравнение значений коэффициента усиления антенн ВН и ВГ в зенитном направлении приведены в следующем параграфе. Мы увидим, что они сравнительно мало отличаются друг от друга.

На рис. 2 и 3 приводится сравнение диаграмм направленности тех же антенн для обеих поляризаций.

Эти диаграммы, построенные в масштабе коэффициента усиления, также показывают, что в широком диапазоне частот антенны ВН не уступают обычным антеннам ВГ.

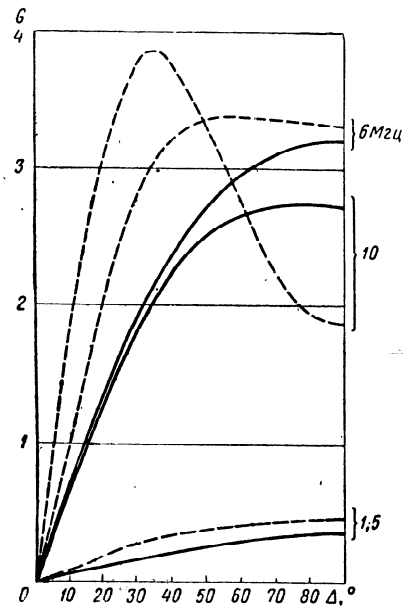
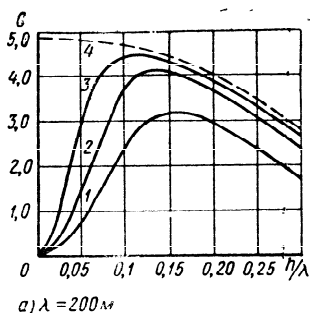


Рис. VI.2.3. Диаграммы направленности антенн ВГ (пунктирные линии) и ВН (сплошные линии) для горизонтально-поляризованных волн. Почва  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ .

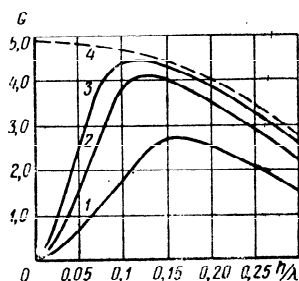
### VI.3. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ СИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАТОРОВ ЗЕНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Коэффициент усиления симметричных вибраторов зенитного излучения по пространственной волне рассчитывается по формуле (2.19). Метод наведенных э. д. с., рассмотренный в настоящей книге, позволяет полностью

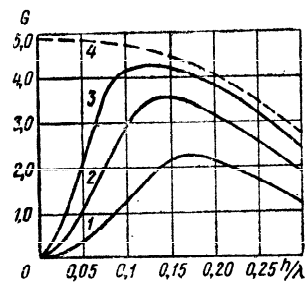




a)  $\lambda = 200 \text{ м}$



б)  $\lambda = 100 \text{ м}$



в)  $\lambda = 40 \text{ м}$

Рис. VI.3.1. Зависимость коэффициента усиления горизонтального полуволнового вибратора от высоты его размещения для различных почв.

рассчитывать КУ антенн с учетом электрических свойств почвы без привлечения экспериментальных данных. При этом электрические характеристики земли могут быть учтены не только в диаграммном множителе  $F(\Delta, \varphi, h, \bar{F})$  путем введения коэффициентов Френеля, но и в сопротивлении антенн.

В инженерной практике расчет КУ симметричных антенн зенитного излучения часто производится на основе экспериментальных данных по входным сопротивлениям антенн. Такой подход к решению задачи имеет тот недостаток, что полученные результаты относятся лишь к данным параметрам земли и не позволяют оценить величины КУ для других параметров. Между тем, как было отмечено в гл. III, параметры земли даже от сезона к сезону изменяются в широких пределах.

Перейдем к рассмотрению некоторых результатов расчета КУ симметричных вибраторов, остановившись вначале на случае полуволнового вибратора.

Коэффициент усиления этой антенны в вер-

тикальном направлении ( $\Delta = 90^\circ$ ) рассчитывается по формуле

$$G = \frac{73,1}{R_A} [1 + F_r^2 + 2F_r \cos(\varphi_r - 2k_1 h)]. \quad (\text{VI.3.1})$$

Вычислим КУ полуволнового вибратора (рис. 1) для частот 1,5; 3 и 7,5 Мгц и параметров почв  $\Pi \frac{5}{10^{-2}}$  (кривая 1),

$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  (кривая 2),  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$  (кривая 3),  $\Pi_\infty$  (кривая 4) в функции от высоты размещения вибратора над землей. Результаты расчета активной составляющей входного сопротивления полуволнового вибратора  $R_A$  для указанных почв приведены в табл. 1.

Таблица VI.3.1

Результаты расчета  $R_A$  для трех видов почв

$h/\lambda$	$\Pi$	$\lambda = 200 \text{ м}$			$\lambda = 100 \text{ м}$			$\lambda = 40 \text{ м}$		
		$\Pi \frac{5}{10^{-2}}$	$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$	$\Pi \frac{20}{10^{-1}}$	$\Pi \frac{5}{10^{-2}}$	$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$	$\Pi \frac{20}{10^{-1}}$	$\Pi \frac{5}{10^{-2}}$	$\Pi \frac{10}{10^{-2}}$	$\Pi \frac{20}{10^{-2}}$
0,01	0,2	335,2	116,2	29,5	457,2	153,2	41,5	557,2	235,2	68,7
0,02	0,8	163,8	56,2	14,8	221,8	64,8	20,5	270,8	114,8	34
0,05	5,8	62,3	25,1	10,5	84,1	27,6	12,5	104,8	45,3	17
0,1	21,7	41,5	28,0	23	51,7	28,4	23,7	62	35,1	25
0,2	66,9	62,7	64,8	66,7	64,7	63,9	65,8	68,9	63,5	65,3
0,3	16,4	86,9	92,8	84,9	84,9	92	95	84,4	90,4	94,1

Подставляя в (1) значения  $R_A$ , а также модуля и аргумента коэффициента Френеля, получим искомые зависимости.

Результаты расчетов показывают существенное влияние параметров почвы и высоты размещения вибратора на его коэффициент усиления. Так, для сухой почвы ( $\epsilon_2 = 5$ ,  $\sigma_2 = 10^{-3} \text{ мО/м}$ ) и влажной почвы ( $\epsilon_2 = 20$ ,  $\sigma_2 = 10^{-1} \text{ мО/м}$ ) величины КУ в зависимости от  $h/\lambda$  различаются в 1,5—4 раза. Оптимальное значение  $h/\lambda$ , соответствующее максимальной величине КУ, лежит в пределах 0,1—0,2. Для  $h/\lambda < 0,05$  КУ имеет весьма малые величины.

Ход кривой 4, относящейся к случаю  $\sigma_2 = \infty$ , требует пояснений. Как это видно из рис. 1, при  $h/\lambda \rightarrow 0$  КУ

стремится к постоянной величине. Найдем эту величину, воспользовавшись формулой (1). При  $\sigma_2 = \infty$  эта формула примет вид

$$G = \frac{292}{R_A} \sin^2 k_1 h. \quad (\text{VI.3.2})$$

Сопротивление  $R_A$  равно разности между сопротивлением вибратора, размещенного в свободном пространстве (73,1 Ом), и сопротивлением, наведенным идеально проводящей землей  $R_{\text{нав}}$ . Поэтому формулу (2) можно переписать как

$$G = 292 \frac{\sin^2 k_1 h}{73,1 - R_{\text{нав}}}. \quad (\text{VI.3.3})$$

При  $h/\lambda \rightarrow 0$  правая часть (3) обращается в неопределенность, которую можно раскрыть, применив, например, правило Лопиталю. Производная по  $h$  от числителя равна

$$\frac{d}{dh} \sin^2 k_1 h = 2k_1 \sin k_1 h \cos k_1 h. \quad (\text{VI.3.4})$$

Та же производная от знаменателя

$$\frac{d}{dh} (73,1 - R_{\text{нав}}) = -\frac{d}{dh} R_{\text{нав}}. \quad (\text{VI.3.5})$$

Для дальнейших преобразований необходимо выписать известную формулу для наведенных сопротивлений:

$$R_{\text{нав}} = 30 \left[ 2 \text{Ci } k_1 2h - \text{Ci } k_1 \left( \sqrt{4h^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) - \text{Ci } k_1 \left( \sqrt{4h^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right]. \quad (\text{VI.3.6})$$

Дифференцирование этой формулы дает

$$\frac{d}{dh} R_{\text{нав}} = \frac{60}{h} \left[ \cos k_1 2h + \cos k_1 \left( \sqrt{4h^2 + \frac{\lambda^2}{4}} \right) \right]. \quad (\text{VI.3.7})$$

Воспользовавшись приближением

$$\sqrt{4h^2 + \frac{\lambda^2}{4}} \cong \frac{\lambda}{2} + 4h \frac{h}{\lambda},$$

справедливым для малых  $h$ , получим

$$\frac{d}{dh} R_{\text{нав}} = \frac{60}{h} \left( \cos k_1 2h - \cos k_1 4h \frac{h}{\lambda} \right) \cong -\frac{120}{h} \sin^2 k_1 h, \quad (\text{VI.3.8})$$

отсюда

$$\lim_{h \rightarrow 0} G = 4,87 \frac{k_1 h}{\text{tg } k_1 h} = 4,87. \quad (\text{VI.3.9})$$

Это и будет та величина, к которой стремится коэффициент усиления при стремлении  $h$  к нулю. При касании вибратора идеально проводящей поверхности коэффициент усиления скачком обращается в нуль.

Следует отметить, что, несмотря на сравнительно высокую эффективность вибратора, размещенного вблизи идеальной (или высокопроводящей) поверхности, применение такой антенной системы на практике весьма затруднено. Дело в том, что при малой высоте активная составляющая входного сопротивления вибратора будет иметь незначительную величину. Таким образом, подведенная к антенному контуру мощность будет теряться в основном в органах настройки антенны.

Поведение коэффициента усиления симметричного горизонтального вибратора, работающего в широком диапазоне частот, рассмотрим на примере антенны ВГ  $\frac{20}{10}$ , сопротивление которой было вычислено в § VII.1.

На рис. 2 приводятся результаты расчета КУ в вертикальном направлении для диапазона частот 1,5—9 МГц. Вычисления велись для упоминавшихся выше почв (кривые 1—4); кривая 5 относится к случаю, когда влияние земли на сопротивление антенны не учитывается (заимствовано у Айзенберга [23]). Вычисление КУ в зенит производилось по формуле

$$G = \frac{73,1}{R_A} (1 - \cos k_1 l)^2 [1 + F_r^2 + 2F_r \cos(\phi_r - 2k_1 h)]. \quad (\text{VI.3.10})$$

На том же рисунке кружками нанесены результаты расчетно-экспериментального определения коэффициента усиления антенн ВГ  $\frac{20}{10}$ . Измерения производились зимой при  $t = -(15 \div 25)^\circ \text{C}$ . Снежный покров имел глубину 0,5—0,6 м; глубина промерзания грунта не определя-

лась. Параметры почвы при измерениях также не определялись, однако по данным § VIII.1. промерзший грунт имеет параметры, близкие к параметрам сухой почвы ( $\Pi \frac{5}{10^{-3}}$ ). Учтя это замечание, можно утверждать, что расчетные данные по коэффициенту усиления антенны  $ВГ \frac{20}{10}$  хорошо совпадают с экспериментальными.

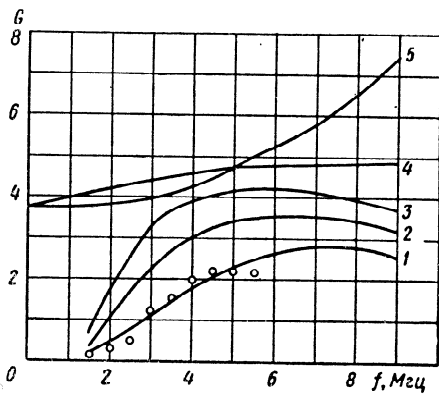


Рис. VI.3.2. Расчетные и экспериментальные данные по коэффициенту усиления антенны  $ВГ \frac{20}{10}$ .

Расчетные и экспериментальные данные показывают существенную зависимость КУ горизонтального симметричного вибратора от параметров почвы. Кроме того, они показывают необходимость учета влияния именно реальных параметров почвы. Так, в рассматриваемом диапазоне частот для наиболее часто встречающейся почвы  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  и для идеально проводящей почвы величины КУ антенны  $ВГ \frac{20}{10}$  разнятся в 1,3—9 раз. Отсюда следует актуальность теоретического учета влияния земли на величину коэффициента усиления низкорасположенных антенн зенитного излучения. Нсудачный выбор высоты размещения или других конструктивных данных

антенны может существенным образом снизить эксплуатационные возможности радиоустройства в целом. С другой стороны, такого рода расчеты позволяют оценить допустимость с точки зрения энергетики значительного упрощения антенны с целью повышения ее мобильности (см. § VI.2 и VI.4).

Рассмотрим другие примеры расчета КУ симметричных антенн зенитного излучения. В § VI.2 было отме-

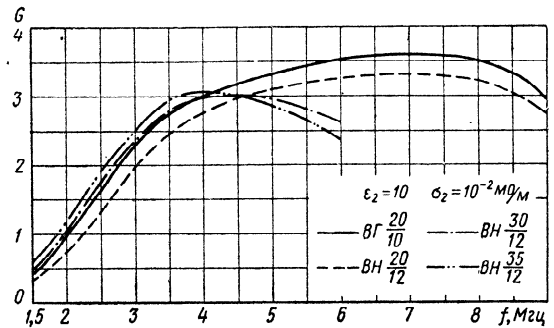


Рис. VI.3.3. Расчетные данные по коэффициенту усиления антенн  $ВГ \frac{20}{10}$ ,  $ВН \frac{20}{12}$ ,  $ВН \frac{30}{12}$ ,  $ВН \frac{35}{12}$ .

чено, что вибраторы с наклонными лучами при угле наклона  $\psi = 15^\circ$  имеют КУ, близкие к КУ вибраторов с горизонтальными лучами той же длины. Расчетные кривые рис. 3 подтверждают эту мысль. Коэффициент усиления антенны  $ВН \frac{20}{12}$  отличается лишь на 10—12%

от коэффициента усиления аналогичной антенны  $ВГ \frac{20}{10}$ .

Между тем антенна  $ВН \frac{20}{12}$ , работая в том же диапазоне частот, что и антенна  $ВГ \frac{20}{10}$ , имеет всего лишь одну опору, следовательно, обладает большей мобильностью.

На том же рисунке приведены результаты расчета КУ антенн  $ВН \frac{30}{12}$  и  $ВН \frac{35}{12}$ , которые часто применяются для

работы в длинноволновой части диапазона частот, используемого для работы отраженными волнами, так как они имеют здесь небольшие  $\chi_A$ , и, следовательно, их настройка осуществляется с относительно небольшими потерями. Расчетные данные, приведенные на рис. 3, относятся к почве  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ .

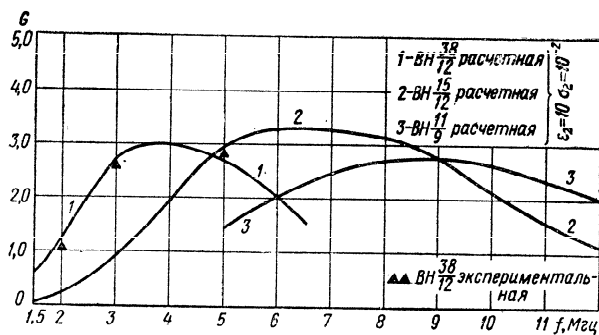


Рис. VI.3.4. Расчетные данные по коэффициенту усиления антенн  $VH \frac{38}{12}$ ,  $VH \frac{15}{12}$ ,  $VH \frac{11}{9}$ .  
Экспериментальные данные по коэффициенту усиления антенны  $VH \frac{38}{12}$ .

Весь диапазон частот, используемый для работы отраженными волнами, с точки зрения энергетики невыгодно обслуживать вибратором с одной и той же длиной плеча  $l$ , потому что коэффициент усиления такого вибратора к краям общего диапазона частот значительно уменьшается. С целью выравнивания величины КУ антенны часто применяют вибратор с переменной длиной плеча. Изменение длины  $l$  осуществляется коммутированием участков полотна антенны. При этом в высокочастотной части общего диапазона частот необходимо не только уменьшить длину плеча антенны, но и одновременно уменьшать высоту ее размещения над землей.

На рис. 4 в качестве примера приведены результаты расчета КУ антенн  $VH \frac{38}{12}$ ,  $VH \frac{15}{12}$  и  $VH \frac{11}{9}$ , перекры-

вающих на уровне  $G=2,0$  диапазон частот 2,5—12 Мгц. Все эти антенны могут быть образованы из одного и того же полотна. Коэффициенты усиления вычислялись применительно к почве  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ . На том же рисунке в виде зачерненных треугольников нанесены результаты экспериментального определения КУ антенны  $VH \frac{38}{12}$  прямым методом. Измерения проводились на трассе протяженностью 300 км путем записи уровня поля от испытуемой и эталонной ( $VГ \frac{20}{10}$ ) антенн в течение достаточно длительного времени. На рис. 4 нанесены медианные значения КУ, полученные в результате статистической обработки записи уровня полей.

В заключение необходимо заметить, что приведенные в настоящем параграфе данные расчета КУ антенны  $VH$  были получены путем подстановки в формулу (10) величин  $R_A$ , рассчитанных для аналогичных антенн  $VГ$ .

#### VI.4. МАЛОГАБАРИТНЫЕ АНТЕННЫ ЗЕНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Практика подвижной радиосвязи выдвинула так же задачу создания малогабаритных КВ антенн, устанавливаемых на автомашинах, вагонах и других средствах транспорта, с помощью которых можно было бы вести связь отраженными волнами в движении, не прибегая к развертыванию антенн на земле.

Такого рода «крышевые» антенны получили наименование малогабаритных антенн зенитного излучения (антенны МЗИ).

Основной рабочий диапазон частот, используемый обычно для КВ радиосвязи в движении, для средних условий лежит в пределах 2—7 Мгц. В годы максимума солнечной деятельности верхняя граница этого диапазона частот может достигать 10 Мгц.

Ввиду того что размеры антенн МЗИ, в силу их особенностей эксплуатации, весьма малы (длина всего несколько метров) и высота размещения над землей также очень мала, коэффициент усиления их обычно также

чрезвычайно мал. Подавляющая часть излученной энергии тратится на потери в земле за счет полей индукции.

Уменьшение КУ антенны сказывается отрицательно на надежности КВ радиолинии в целом. Однако ухудшение надежности радиолинии окупается крайне важной возможностью работы в движении.

При инженерном решении общей задачи создания подвижной радиолинии здесь, естественно, ищется разумный компромисс между выбранными величинами КУ антенны, мощностью передатчика и ожидаемой надежностью радиолинии.

Антенны МЗИ должны иметь такую пространственную характеристику направленности, которая позволила бы сконцентрировать излучение в зенит и под углами, обеспечивающими освещение точек прisma, удаленных от передатчика на заданное расстояние (обычно до 400 км). Такого рода характеристики, как известно, имеет симметричный вибратор. Высота размещения горизонтального вибратора над землей должна удовлетворять условию  $h \leq \frac{\lambda_{мин}}{4}$ . В крышевых

антеннах МЗИ это условие реализуется всегда, так как обычно  $h = 2,5 \div 3,5$  м.

При обеспечении необходимой симметрии питания при приеме на горизонтальный вибратор практически отсутствует прием полей земных волн, а также волн, приходящих под малыми углами к горизонту. Такого рода пространственная селективность существенно повышает помехозащищенность приема. В особенности это проявляется ночью, когда основная масса помех приходит под малыми углами к горизонту.

Кроме симметричных вибраторов, в качестве антенн МЗИ применяют также симметричные и несимметричные рамки, Г-образные антенны и пр. Рамки и Г-образные антенны относятся к антеннам комбинированного излучения, т. е. к таким антеннам, которые излучают (принимают) как земные, так и пространственные волны. По этой причине помехозащищенность их значительно ниже помехозащищенности симметричных горизонтальных вибраторов.

Ниже мы остановимся на вычислении к. п. д. простейших антенн МЗИ. Расчет будет произведен с учетом

воздействия почвы с реальными электрическими параметрами.

Вычислим сначала к. п. д. горизонтального элементарного вибратора (рис. 1). Такая антенна весьма близка к реальной антенне МЗИ в виде симметричного вибратора, так как у последней  $l \ll \lambda$ . Треугольное распределение тока симметричного вибратора малой длины приближенно можно заменить прямоугольным, введя понятие действующей длины антенны. Заметим также, что, как показывают измерения, корпус кузова авто-

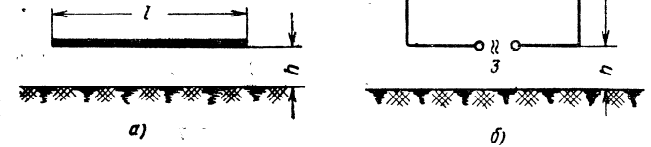


Рис. VI.4.1. Схемы: а — вибратора с  $l \ll \lambda$ , размещенного над землей; б — квадратной рамки с  $l \ll \lambda$ , размещенной над землей.

мобиля весьма слабо экранирует антенну и поэтому мало влияет на потери при излучении.

Коэффициент полезного действия вычислим по формуле

$$\eta \approx \frac{R_\infty}{R}, \quad (VI.4.1)$$

полученной из (II.2.5) в предположении  $R_{гр} \equiv R_\infty$ . Как видно из (1), вычисления сводятся к нахождению сопротивлений  $R_\infty$  и  $R = R_\infty + \Delta R$ , расчетные формулы для которых были получены в § III.4:

$$R_\infty = 30 (k_1 l)^2 \left[ \frac{2}{3} - \frac{\sin(k_1 2h)}{k_1 2h} + \frac{\sin(k_1 2h) - k_1 2h \cos(k_1 2h)}{(k_1 2h)^3} \right], \quad (VI.4.2)$$

$$\Delta R = 30 (k_1 l)^2 \operatorname{Re} \frac{k_1}{k_2} \left[ i \frac{e^{-ik_1 2h}}{k_1 2h} + \frac{e^{-ik_1 2h}}{(k_1 2h)^2} \right]. \quad (VI.4.3)$$

Для длинноволновой части рабочего диапазона волн антенны эти формулы можно существенно упростить,

475.2.3

учтя малость высоты  $h$ , т. е. неравенство  $k_1 2h < 1$ . Указанное неравенство будет справедливо для волн  $\lambda > 4\pi h$

Произведя разложение функций, входящих в формулу (2), в ряды по степеням  $k_1 2h$  и сохраняя в суммарном выражении лишь степени не выше второй, получаем

$$R_\infty = 30 (k_1 l)^2 \frac{2}{15} (k_1 2h)^2. \quad (\text{VI.4.4})$$

Полагая также

$$\frac{k_1}{k_2} = p + iq \quad (\text{VI.4.5})$$

и производя те же разложения функций формулы (3) в ряды, получаем

$$\Delta R = 30 (k_1 l)^2 \cdot 2 \left\{ p \left[ \frac{1}{(k_1 2h)^2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{8} (k_1 2h)^2 \right] + q \frac{1}{3} (k_1 2h) \right\}. \quad (\text{VI.4.6})$$

Таким образом,

$$\eta = \frac{1}{1 + 15 \left\{ p \left[ \frac{1}{(k_1 2h)^4} + \frac{1}{2 (k_1 2h)^2} - \frac{1}{8} \right] + q \frac{1}{3} \frac{1}{k_1 2h} \right\}}. \quad (\text{VI.4.7})$$

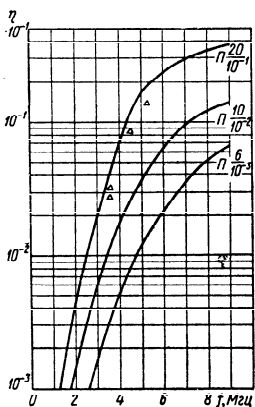


Рис. VI.4.2. Расчетные и экспериментальные данные по к. п. д. малого вибратора с прямоугольным распределением тока.

На рис. 2 приведены результаты расчета к. п. д. антенны МЗИ в виде диполя Герца, поднятого на высоту 2,5 м. Кривые построены для трех видов почв:  $\Pi \frac{6}{10^{-2}}$ ,  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ ,  $\Pi \frac{20}{10^{-2}}$ .

Из графика видно, что в наиболее важном для подвижной КВ радиосвязи диапазоне частот (2—7 МГц) антенна имеет весьма малый к. п. д. Волновые поля уносят лишь ничтожную часть энергии, подведенной к антенне, в то время как потери в земле являются основными.

На рис. 3 нанесены результаты измерений входного сопротивления симметричного

вибратора, выполненного в виде двух штыревых антенн длиной 4 м, установленных на передней и задней стенках кузова автомобиля. В такого рода антенне излучающей частью являются не только штыри, но и крыша кузова (если она металлическая). Средняя высота штырей над землей—2,5 м.

Измерения показали, что в диапазоне частот 2—7 МГц входное сопротивление имеет чрезвычайно большую величину реактивной составляющей при весьма малой величине активной составляющей. Такое соотношение составляющих  $Z_A$  создает огромные трудности при согласовании сопротивлений передатчика и антенны.

На том же рисунке нанесена расчетно-экспериментальная кривая КУ антенны в вертикальном направлении, а также несколько экспериментальных точек КУ, полученных прямым путем (см. о методах определения КУ в гл. VIII). Оба метода дали приблизительно одинаковые результаты. Коэффициент усиления антенны (в обоих случаях относительно полуволнового вибратора в свободном пространстве) имеет малые величины. Частотная зависимость его весьма сильная. Все эти особенности обусловлены в основном поведением к. п. д. антенны, так как ее КНД в диапазоне частот достаточно стабилен и равен примерно 5,9 [23].

Результаты измерения КУ прямым методом были использованы для проверки теоретических данных рис. 2. С этой целью по формуле

$$\eta = 1,64 \frac{G}{D_0} \quad (\text{VI.4.8})$$

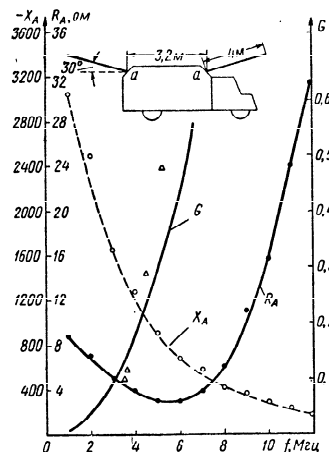


Рис. VI.4.3. Экспериментальные данные по  $Z_A$  и КУ (сплошная линия — расчетная) двухштыревой антенны МЗИ.

экспериментальные данные по КУ были пересчитаны к к. п. д. и нанесены на рис. 2. Если учесть, что измерения проводились при размещении автомобиля на почве с  $\epsilon = 15 \div 17$  и  $\sigma = 5 \cdot 10^{-2}$  мО/м, то сравнение теоретических и экспериментальных результатов свидетельствует о вполне удовлетворительном соответствии первых вторым.

Рассмотренная конструкция симметричной антенны МЗИ не является единственной. Возможны также и другие конструктивные решения, обладающие теми или иными положительными качествами (удобство эксплуатации, более приемлемая частотная зависимость входных сопротивлений и др.).

Ниже мы кратко остановимся на рассмотрении рамочной антенны МЗИ, поставив перед собой задачу вычисления ее к. п. д. с учетом воздействия реальной земли.

Как и в предыдущем случае, для определения к. п. д. необходимо вычислить сопротивления  $R_\infty$  и  $\Delta R$ . Ввиду того что рамка (остановимся на квадратной рамке, см. рис. 1,б) состоит из четырех проводов, т. е. представляет собой достаточно сложную излучающую систему, вычисления сопротивлений здесь более громоздки. Проследим хотя бы схематично ход этих вычислений.

Как известно, сопротивление рамки, у которой амплитуда и фаза тока неизменны вдоль провода, при размещении в свободном пространстве имеет вид

$$R_{св} = 20 (k_1^2 S)^2, \quad (VI.4.9)$$

где  $S$  — площадь, ограниченная контуром рамки. При весьма малой высоте размещения рамки над землей приближенно можно считать, что ее сопротивление удваивается:

$$R_\infty = 40 (k_1^2 S)^2. \quad (VI.4.10)$$

Остается вычислить  $\Delta R$ . Как видно из рис. 1,б,

$$\begin{aligned} \Delta R = & \Delta R_1 + \Delta R_2 + \Delta R_3 + \Delta R_4 + \\ & + \Delta R_{13} + \Delta R_{24} + \Delta R_{31} + \Delta R_{42} + \\ & + \Delta R_{21} + \Delta R_{41} + \\ & + \Delta R_{23} + \Delta R_{43}. \end{aligned} \quad (VI.4.11)$$

Численная оценка показывает, что сопротивлениями  $\Delta R_{13}, \Delta R_{24}, \Delta R_{31}, \Delta R_{42}, \Delta R_{21}, \Delta R_{41}, \Delta R_{23}, \Delta R_{43}$  можно пренебречь. Кроме того,

$$\Delta R_2 = \Delta R_1 = \Delta R_3. \quad (VI.4.12)$$

Таким образом,

$$\Delta R \approx \Delta R_1 + \Delta R_3 + 2\Delta R_2. \quad (VI.4.13)$$

Поправка к сопротивлению провода, параллельного земле, была вычислена выше. Нам остается только упростить выражения для поправки к сопротивлению вертикального провода.

Полагая в формуле

$$\begin{aligned} \Delta R_B = & -30 (k_1 l_B)^2 \operatorname{Re} 2 \frac{k_1}{k_2} \left[ -\operatorname{Ci}(k_1 2h) + i \operatorname{Si}(k_1 2h) - \right. \\ & \left. - i \frac{\pi}{2} + i \frac{e^{-ik_1 2h}}{k_1 2h} + \frac{e^{-ik_1 2h}}{(k_1 2h)^2} \right] \end{aligned} \quad (VI.4.14)$$

аргументы малыми, после преобразований получаем

$$\begin{aligned} \Delta R_B = & 30 (k_1 l_B)^2 \left\{ 2p \left[ 0,077 + \ln(k_1 2h) - \frac{1}{(k_1 2h)^2} \right] + \right. \\ & \left. + 2q \left[ \frac{2}{3} (k_1 2h) - \frac{\pi}{2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (VI.4.15)$$

Подставляя далее значения поправок в (13) имеем

$$\begin{aligned} \Delta R = & 30 (k_1 l_T)^2 2p \left\{ 1 + \frac{1}{(k_1 2h)^2} + \frac{1}{[k_1 2(l_n + h)]^2} \right\} + \\ & + 30 (k_1 l_B)^2 \left\{ 2p \left[ 0,077 + \ln(k_1 2h) - \frac{1}{(k_1 2h)^2} \right] + \right. \\ & \left. + 2q \left[ \frac{2}{3} (k_1 2h) - \frac{\pi}{2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (VI.4.16)$$

Сравнение коэффициентов усиления диполя и рамки, применяемых в качестве антенн МЗИ, представляет определенный интерес. Проведем это сравнение для вертикального направления излучения.

Предположим, что длина диполя и длина проводов  $l$  и  $3$  рамки одинаковы. Пусть диполь и рамка обтекаются токами с неизменными по длине проводов амплитудами и фазами. Тогда действующие длины диполя и проводов

1, 3 рамки будут также одинаковы и равны  $l_r$ . Предположим также, что токи  $I_1 = I_3 = I_p$ . Напряженности поля, излученные вибратором ( $E_d$ ) и проводами рамки 1, 3, ( $E_1, E_3$ ), в вертикальном направлении будут иметь вид:

$$E_d = AI_d l_r [1 + \bar{F} e^{-i2k_1 h_d}], \quad (VI.4.17)$$

$$E_1 = AI_p l_r [1 + \bar{F} e^{-i2k_1 (l_b + h_p)}], \quad (VI.4.18)$$

$$E_3 = AI_p l_r [1 + \bar{F} e^{-i2k_1 h_p}], \quad (VI.4.19)$$

где  $A$  — коэффициент, учитывающий условия распространения радиоволн;

$\bar{F}$  — коэффициент Френеля;

$h_d, h_p$  — высота размещения над землей диполя и рамки (провода 3) соответственно;

$l_b$  — длина вертикальных проводов рамки.

Рис. VI.4.4. Сравнительные данные по усилению малого вибратора и рамки (расчетные).

Поскольку вертикальные провода вверх не излучают, поле всей рамки в вертикальном направлении будет определяться лишь излучением горизонтальных проводов:

$$E_p = E_1 - E_3 = AI_p l_r \bar{F} e^{-i2k_1 h_p} [1 - e^{-i2k_1 l_b}]. \quad (VI.4.20)$$

Найдем отношение полей рамки и диполя:

$$\frac{E_p}{E_d} = \frac{I_p}{I_d} \frac{\bar{F} e^{-i2k_1 h_p} (1 - e^{-i2k_1 l_b})}{1 + \bar{F} e^{-i2k_1 h_d}}. \quad (VI.4.21)$$

Раскладывая экспоненциальные функции в ряд и ограничиваясь лишь первыми двумя членами разложения, получаем

$$\frac{E_p}{E_d} = \frac{I_p}{I_d} \frac{\bar{F}(1 - i2k_1 h_p)(1 - i2k_1 l_b)}{[1 + \bar{F}(1 - i2k_1 h_d)]}. \quad (VI.4.22)$$

Предполагая также, что

$$\begin{aligned} |i2k_1 h| &\ll 1, \\ 1 + \bar{F} &\cong -\frac{2}{\sqrt{\epsilon'_2}}, \\ h_p &= h_d, \end{aligned}$$

находим модуль отношения

$$\left| \frac{E_p}{E_d} \right| = \frac{I_p}{I_d} k_1 l_b |\sqrt{\epsilon'_2}|. \quad (VI.4.23)$$

Затем, возводя в квадрат правую и левую части (23) и умножая числитель и знаменатель правой части на произведение входных сопротивлений рамки и диполя  $R_p R_d$ , получаем

$$\frac{E_p^2}{E_d^2} = \frac{I_p^2 R_p R_d}{I_d^2 R_d R_p} (k_1 l_b)^2 |\epsilon'_2|. \quad (VI.4.24)$$

Так как по определению коэффициента усиления мощности, подведенные к сравниваемым антеннам, должны быть равны (в данном случае  $I_p^2 R_p = I_d^2 R_d$ ), то искомое отношение коэффициентов усиления рамки и диполя выразится как

$$\frac{G_p}{G_d} = \frac{R_d}{R_p} (k_1 l_b)^2 |\epsilon'_2|. \quad (VI.4.25)$$

На рис. 4 приведены расчетные значения отношения  $\frac{G_p}{G_d}$  для диполя и рамки с  $l_r = l = 3$  м,  $l_b = 1$  м,  $h = 2,5$  м. Отношение КУ этих антенн в сильной степени зависит от параметров почвы. На сухих почвах определенные преимущества имеет диполь тогда как на влажных почвах заметно выигрывает рамка. Для средних условий обе эти антенны по КУ одинаковы.

## VI.5. ВЕРТИКАЛЬНЫЙ СИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР

Вертикальные симметричные вибраторы нашли применение в радиопеленгаторных устройствах типа Эджок.



Земля с реальными электрическими параметрами оказывает весьма нежелательное действие на работу данного типа антенн. Геометрическая асимметрия (неодинаковое расположение половин вибратора относительно земли)

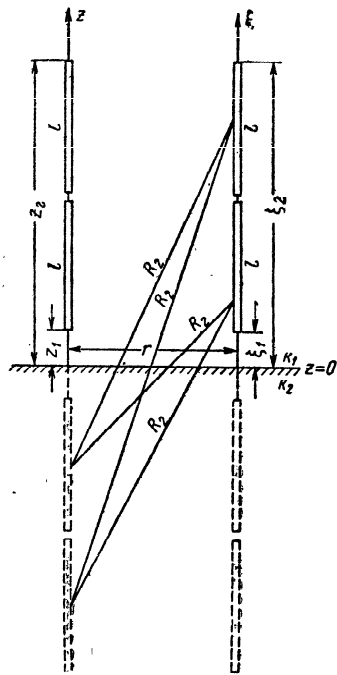


Рис. VI.5.1. Схема взаимодействующих вертикальных симметричных вибраторов.

вызывает асимметрию по входным сопротивлениям верхней и нижней половин вибратора, что влечет за собой появление одноконтурной волны тока в фидере, питающем антенну. Последнее в свою очередь вызывает излучение или прием фидеров, которые искажают характеристику направленности антенны.

В радиопеленгаторных устройствах типа Эдкок прием фидерами горизонтальной составляющей напряженности электрического поля приводит к ошибкам при взятии пеленга. Этот вид ошибок является сложной функцией степени асимметрии входных сопротивлений, величин сопротивлений по противотактной и одноконтурной волнам тока, длины фидеров и т. д. Исключение этого рода ошибок является трудной инженерной задачей, требующей иногда привлечение сложных технических решений.

Как следует из рассмотрения влияния земли на входные сопротивления вертикальных вибраторов (см. § III.5), изменение электрических параметров земли заметным образом влияет на активную составляющую входного сопротивления антенны. В связи с этим определенный практический интерес представляет выяснение

зависимости асимметрии антенны по входным сопротивлениям от изменений параметров почвы. Последнее можно осуществить теоретически, рассчитав сопротивления половин симметричного вертикального вибратора методом наведенных э. д. с. Такого рода расчет, учитывающий параметры реальной земли, позволяет в принципе выявить зависимость точности пеленгирования от характера почвы, на которой развернута антенная система Эдкок.

Здесь, как и везде, мы остановимся на вычислении поправок  $\Delta Z$ . На рис. 1 приведена схема взаимодействующих вибраторов и все необходимые обозначения.

Зададимся гармоническим распределением тока по верхним и нижним плечам вибратора:

$$\begin{aligned} I_{zH} &= I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (z - z_1)], \\ I_{zB} &= I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (z_2 - z)], \\ I_{\xi H} &= I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (\xi - \xi_1)], \\ I_{\xi B} &= I_0 e^{i\omega t} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)], \end{aligned} \quad (VI.5.1)$$

и, воспользовавшись формулой (III.5.17), выпишем выражения для поправки к вектору Герца в нижнем и верхнем плечах вибратора:

$$\begin{aligned} \Delta \Pi_{zH} &= -60 \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \int_{z_1}^{z_1+l} \left\{ -\text{Ci} [k_1 (\xi + z)] + \right. \\ &+ \left. i \text{Si} [k_1 (\xi + z)] - i \frac{\pi}{2} \right\} \sin [k_1 (z - z_1)] dz, \end{aligned} \quad (VI.5.2)$$

$$\begin{aligned} \Delta \Pi_{zB} &= -60 \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \int_{z_1+l}^{z_1+2l} \left\{ -\text{Ci} [k_1 (\xi + z)] + \right. \\ &+ \left. i \text{Si} [k_1 (\xi + z)] - i \frac{\pi}{2} \right\} \sin [k_1 (z_2 - z)] dz. \end{aligned} \quad (VI.5.3)$$

В (2) и (3) по сравнению с (III.5.17) для упрощения интегрирования принято  $R_2 \approx \xi + z$ .

Вводя подстановки Эйлера и используя интегралы типа (III.5.18), после преобразований получим следующие

щее выражение для поправки к вектору Герца всего вибратора:

$$\begin{aligned} \Delta \Pi_z = & -60 \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \frac{1}{k_1} \left\{ 2 \cos k_1 l L [k_1 (\xi + l + h)] - \right. \\ & - L [k_1 (\xi + h)] - L [k_1 (\xi + 2l + h)] - \\ & - \frac{1}{2} e^{ik_1(\xi+h)} \{ L [k_1 2 (\xi + l + h)] - L [k_1 2 (\xi + h)] \} + \\ & + \frac{1}{2} e^{ik_1(\xi+2l+h)} \{ L [k_1 2 (\xi + 2l + h)] - L [k_1 2 (\xi + l + h)] \} - \\ & \left. - i\pi (1 - \cos k_1 l) \right\}, \end{aligned} \quad (VI.5.4)$$

где  $h = z_1$ .

Далее, воспользовавшись соотношениями (III.5.19) и (III.5.20), найдем производную  $\frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi_z$ .

Для нижней и верхней половин вибратора получим

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi_{ZH} = 60 \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \sin [k_1 (z - z_1)] dz, \quad (VI.5.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi_{ZB} = 60 \frac{k_1}{k_2} I_0 e^{i\omega t} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} \sin [k_1 (z_2 - z)] dz. \quad (VI.5.6)$$

Произведя интегрирование подобно (П.1.3), после преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \Delta \Pi_z = & 60 \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{2l} I_0 e^{i\omega t} \left\{ e^{ik_1(\xi+2l+h)} \ln \frac{\xi+l+h}{\xi+2l+h} - \right. \\ & - e^{-ik_1(\xi+h)} \ln \frac{\xi+h}{\xi+l+h} + e^{ik_1(\xi+2l+h)} [L [k_1 2 (\xi + 2l + h)] - \\ & - L [k_1 2 (\xi + l + h)]] - e^{ik_1(\xi+h)} [L [k_1 2 (\xi + l + h)] - \\ & \left. - L [k_1 2 (\xi + h)]] \right\}, \end{aligned} \quad (VI.5.7)$$

Вычисление  $\Delta Z$  произведем отдельно для нижней и верхней половин вибратора. Необходимые для дальней-

ших вычислений производные от функций распределения токов равны

$$\frac{\partial I_{\xi H}^*}{\partial \xi} = k_1 I_0 e^{-i\omega t} \cos [k_1 (\xi - \xi_1)], \quad (VI.5.8)$$

$$\frac{\partial I_{\xi B}^*}{\partial \xi} = -k_1 I_0 e^{-i\omega t} \cos [k_1 (\xi_2 - \xi)]. \quad (VI.5.9)$$

Подставляя (4) и (7) в (III.5.16), с учетом (8) и (9) получаем искомые выражения для поправок

$$\begin{aligned} \Delta Z_H = & -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ L [k_1 (2l + 2h)] (1 + 2 \cos^2 k_1 l) - \right. \\ & - 3 \cos k_1 l L [k_1 (l + 2h)] - \cos k_1 l L [k_1 (3l + 2h)] + \\ & + L (k, 2h) - \frac{1}{2} e^{-ik_1 2h} [L [k_1 2 (2l + 2h)] - \\ & - 2L [k_1 2 (l + 2h)] + L (k_1 4h)] + \\ & + \frac{1}{2} e^{ik_1(2l+2h)} [L [k_1 2 (3l + 2h)] - \\ & - 2L [k_1 2 (2l + 2h)] + L [k_1 2 (l + 2h)]] - \\ & - \frac{1}{2} i [e^{-ik_1(3l+2h)} \ln \frac{2l+2h}{3l+2h} - \\ & - e^{-ik_1(l+2h)} \ln \frac{l+2h}{2l+2h}] \sin k_1 l + i\pi (1 - \cos k_1 l)^2 \left. \right\}, \end{aligned} \quad (VI.5.10)$$

$$\begin{aligned} \Delta Z_B = & -60 \frac{k_1}{k_2} \left\{ L [k_1 (2l + 2h)] (1 + 2 \cos^2 k_1 l) - \right. \\ & - 3 \cos k_1 l L [k_1 (3l + 2h)] - \cos k_1 l L [k_1 (l + 2h)] + \\ & + L [k_1 (4l + 2h)] - \frac{1}{2} e^{ik_1(4l+2h)} [L [k_1 2 (4l + 2h)] - \\ & - 2L [k_1 2 (3l + 2h)] + L [k_1 2 (2l + 2h)]] + \\ & + \frac{1}{2} e^{ik_1(2l+2h)} [L [k_1 2 (3l + 2h)] - \\ & - 2L [k_1 2 (2l + 2h)] + L [k_1 2 (l + 2h)]] + \\ & + \frac{1}{2} i \left[ e^{-ik_1(3l+2h)} \ln \frac{2l+2h}{3l+2h} - e^{-ik_1(l+2h)} \ln \frac{l+2h}{2l+2h} \right] \times \\ & \left. \times \sin k_1 l + i\pi (1 - \cos k_1 l)^2 \right\}. \end{aligned} \quad (VI.5.11)$$

Эти формулы позволяют вычислить входные сопротив-

ления половин вибратора с учетом электрических параметров почвы.

В качестве примера расчета вычислим сопротивления половин вибратора, имеющего  $l=5$  м,  $h=1$  м,  $2r_0=0,06$  м и работающего в диапазоне частот 1,5—25 Мгц.

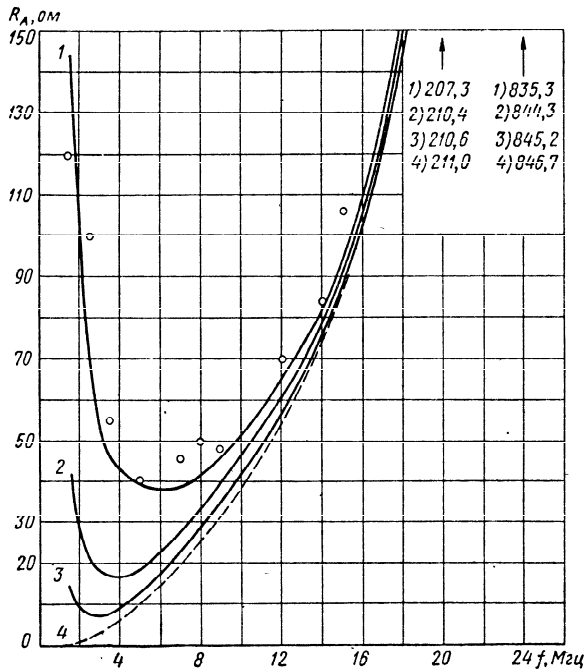


Рис. VI.5.2. Расчетные и экспериментальные данные  $R_A$  симметричного вертикального вибратора.

На рис. 2 и 3 приведены результаты расчета активной и реактивной составляющих входного сопротивления вибратора. Расчеты производились для почв  $\Pi_{10^{-2}}^5$  (кривая 1),  $\Pi_{10^{-2}}^{10}$  (кривая 2),  $\Pi_{10^{-1}}^{20}$  (кривая 3),  $\Pi_{\infty}$  (кривая 4). Кривые  $X_A$  для всех четырех видов почв практически сливаются в одну.

338

На этих же рисунках в виде кружков нанесены экспериментальные данные. Измерения производились в зимнее время при температуре  $-(15 \div 20)^\circ \text{C}$ . Вибратор размещался над плотным снегом, причем нижний его конец отстоял от снежной поверхности на расстоянии 1 м.

В ходе расчетных кривых  $R_A$ , соответствующих различным параметрам почвы, существенное отличие отмечается в длинноволновом участке диапазона волн, где  $\frac{l}{\lambda}$  и  $\frac{h}{\lambda}$  малы. Здесь также наблюдается характерный подъем кривых  $R_A$  по мере увеличения длины волны. Последнее подтверждает качественные соображения Шулейкина [39] о поведении «сопротивления потерь» антенн, у которых  $l \ll \lambda$ .

Экспериментальные точки легли вокруг расчетной кривой для сухой почвы, что хорошо согласуется с условиями эксперимента. Расчетная кривая  $X_A$  также хорошо совпадает с экспериментом.

Раздельное вычисление входных сопротивлений нижней и верхней половин вибратора позволяет также вычислить асимметрию по входным сопротивлениям как функцию частоты и параметров почвы. На графике, изображенном на рис. 4, нанесены расчетные кривые коэффициента асимметрии для упомянутых выше почв (1, 2, 3). Расчет производился по формуле

$$\psi = \frac{|Z_{\pi} - Z_{\pi}|}{|Z_{\pi} + Z_{\pi}|}, \quad (\text{VI.5.12})$$

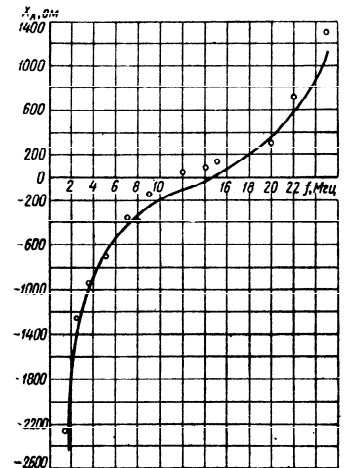


Рис. VI.5.3. Расчетные и экспериментальные данные  $X_A$  симметричного вертикального вибратора.

22\*

339

полученной из отношения однофазного напряжения к противофазному (см. § II.6).

Как видно из рис. 4, максимальное значение коэффициента асимметрии лежит вблизи частот последовательного резонанса антенны (15 МГц). Величины коэффициента асимметрии существенным образом зависят от электрических параметров почвы. Особый интерес пред-

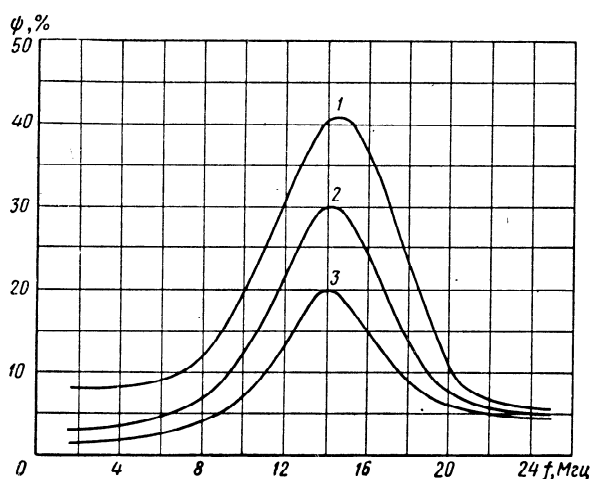


Рис. VI.5.4. Расчетные данные коэффициента асимметрии вертикального симметричного вибратора для разных почв.

ставляет тот факт, что вибратор, установленный на сухом грунте, будет иметь наибольшие величины коэффициента асимметрии. Следовательно, антенную систему Эдкок с точки зрения уменьшения ошибок пеленгирования выгоднее развертывать на грунтах с высокой проводимостью. Этот факт хорошо подтверждается практикой применения этих систем.

Очень часто, в особенности в стационарных условиях, антенную систему Эдкок снабжают хорошо развитым экраном в виде проводов, уложенных на земле или под землей на небольшой глубине. Такого рода экран повышает эквивалентную проводимость «почвы» и тем самым уменьшает асимметрию антенны, повышая

точность пеленгирования. Наряду с этим, применение «металлизации» земли приводит к уменьшению горизонтальной составляющей поля — одного из основных источников ошибок пеленгирования.

## VI.6. ПИТАНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ АНТЕНН

Требуемые электрические характеристики симметричного вибратора или какой-либо другой симметричной антенны обеспечиваются лишь в том случае, когда токи и потенциалы на входе антенны одинаковы по амплитуде и противоположны по фазе (симметричное питание). В противном случае электрические характеристики антенны, и в первую очередь характеристики направленности, в той или иной степени искажаются и антенна теряет частично или полностью свои основные свойства. В настоящем параграфе мы рассмотрим вопрос о питании симметричных антенн применительно к симметричному вибратору. Полученные здесь обобщения и некоторые общие определения будут полезны также при рассмотрении вопросов питания и других симметричных антенн.

Асимметрия в питании симметричного вибратора может возникнуть в первую очередь за счет асимметрий аппаратуры. Некачественное выполнение выхода передатчика, работающего по симметричной схеме, асимметрия входа приемника, собственная асимметрия специальных симметрирующих устройств, устанавливаемых на выходе (входе) передатчика (приемника), являются основными причинами, вызывающими аппаратурную асимметрию. Некоторую асимметрию в питании может вызвать фидер антенны, если он имеет неравные длины проводов, несимметричные переходы (повороты) или неодинаковое размещение проводов относительно земли или каких-либо других предметов, расположенных вблизи от него.

При геометрически симметричном размещении лучей полотна антенны ВГ, ВН, ВГД, ВГДШ относительно земли асимметрия за счет различия входных сопротивлений плеч вибратора обычно пренебрежимо мала. Однако, если плечи вибратора не одинаково подвешены

над землей или если расположенные вблизи антенны местные предметы, антенные опоры или другие антенны различным образом влияют на плечи полотна, то асимметрия может быть весьма ощутимой.

Наличие асимметрии при питании горизонтального вибратора является крайне нежелательным фактором, так как вызывает появление в питающем фидере однотоковой волны тока. В режиме приема это связано с приемом поверхностных волн и волн, распространяющихся под малыми углами к горизонту. Так как с этих направлений приходит обычно максимальное число помех, то появление однотоковой волны в фидере горизонтального вибратора связано, таким образом, с ухудшением пространственной помехозащищенности антенны.

Асимметрия в режиме передачи связана с потерей мощности на излучение по однотоковой волне и возрастанием в связи с этим зоны мешающего действия передатчика. Последнее явление при размещении многих приемо-передающих радиоустройств на ограниченной площади часто бывает особенно нежелательным.

В реальных условиях практически невозможно обеспечить строго симметричное питание, так как существующие передатчики или приемники не обладают идеально симметричными выходами или входами. В связи с этим возникает необходимость количественной оценки степени асимметрии и определения норм, обеспечивающих достижение требуемых электрических характеристик антенн. Величиной, характеризующей степень асимметрии, является коэффициент асимметрии, определение которого дано в гл. II. Далее мы остановимся на выяснении зависимости электрических характеристик антенн от степени асимметрии. Эта зависимость будет количественно оценена на примере конкретной антенны — горизонтального вибратора.

Как уже отмечалось, асимметрия в питании антенны ВГ приводит к появлению однотоковой волны тока в фидере. Для этой волны антенна ВГ будет представлять собой Т-образную антенну, излучающую поверхностную волну. Обозначим через  $Z_c = R_c + iX_c$  и  $Z_T = R_T + iX_T$  входные сопротивления фидера, нагруженного на антенну, по противотактной и однотоковой волнам соответственно. Противотактное  $U_c$  и однотоковое  $U_T$  напряжения на входе фидера можно выразить через напряжения на

проводах фидера  $U_1$  и  $U_2$  относительно земли по формулам

$$U_c = \frac{U_1 - U_2}{2}, \quad (\text{VI.6.1})$$

$$U_T = \frac{U_1 + U_2}{2}. \quad (\text{VI.6.2})$$

Тогда излученные мощности, соответствующие противотактной волне  $P_c$  и однотоковой волне  $P_T$ , можно записать в виде

$$P_c = \frac{|U_1 - U_2|^2}{4|Z_c|} R_c, \quad (\text{VI.6.3})$$

$$P_T = \frac{|U_1 + U_2|^2}{4|Z_T|} R_T. \quad (\text{VI.6.4})$$

Величиной, которой можно количественно выразить степень искажения электрических характеристик за счет асимметрии, может служить отношение  $\sigma_T = \frac{P_T}{P_c}$ . Используя (3) и (4), получим

$$\sigma_T = \frac{|U_1 + U_2|^2}{|U_1 - U_2|^2} \frac{|Z_c| R_T}{|Z_T| R_c}. \quad (\text{VI.6.5})$$

Так как по определению

$$\frac{|U_1 + U_2|}{|U_1 - U_2|} = \psi, \quad (\text{VI.6.6})$$

то

$$\sigma_T = \psi^2 \frac{|Z_c| R_T}{|Z_T| R_c} \quad (\text{VI.6.7})$$

или

$$\sigma_T = \psi^2 \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{X_c}{R_c}\right)^2}{1 + \left(\frac{X_T}{R_T}\right)^2}} = \psi^2 \Omega. \quad (\text{VI.6.8})$$

Множитель  $\Omega$  зависит от входного сопротивления антенны  $Z_A$  и волнового сопротивления фидера  $W_\phi$  по противотактной и однотоковой волнам, а также от длины фидера. В диапазоне частот функция  $\Omega(f)$  имеет колеба-

тельный нерегулярный характер. На рис. 1 в качестве примера приведен график этой функции для антенн  $B\Gamma_{10}^{20}$  и  $B\Gamma_{12}^{35}$ . Исходные данные для расчетов были взяты из рис. VI.1.4, VI.1.6, VII.2.1 и VII.2.12.

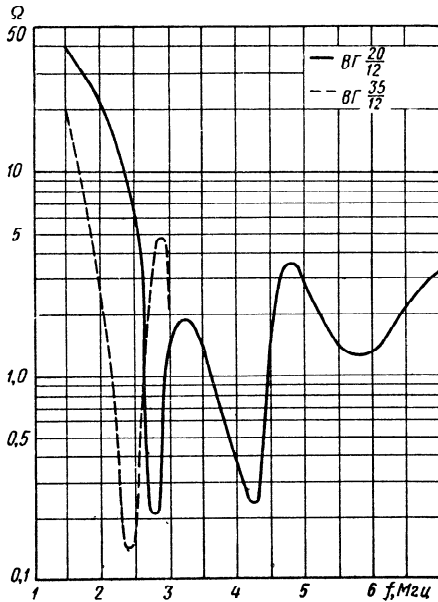


Рис. VI.6.1. График функции  $\Omega$  для антенн  $B\Gamma_{10}^{20}$  и  $B\Gamma_{12}^{35}$ .

Задавшись допустимым уровнем мощности одноктной волны  $\sigma_T$ , можно найти предельное значение коэффициента асимметрии

$$\psi = \sqrt{\frac{\sigma_T}{\Omega}}. \quad (\text{VI.6.9})$$

На рис. 2 приведены графики коэффициента асимметрии, построенные для упомянутых выше антенн. Расчет производился для  $\sigma_T = 0,1$ . Из рисунка видно, например, что для обеспечения уровня  $\sigma_T = 10\%$  необходимо, чтобы

коэффициент асимметрии токов на входе фидера был не более 5% на частоте 1,5 МГц и 15% — на частоте 2,5 МГц. Если же необходимо значительно снизить уровень излучения одноктной волны, то, естественно, не-

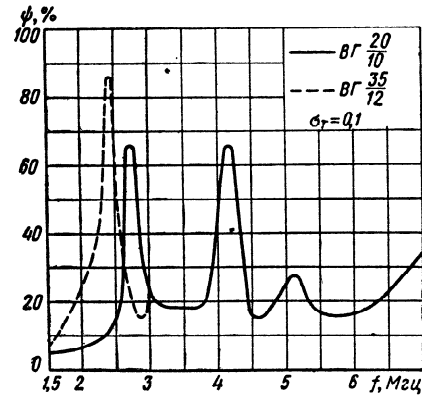


Рис. VI.6.2. Допустимая величина коэффициента асимметрии для антенн  $B\Gamma_{10}^{20}$  и  $B\Gamma_{12}^{35}$  при заданной величине  $\sigma_T = 10\%$ .

обходимо предъявить более жесткие требования к коэффициенту асимметрии. Так, для рассмотренных выше антенн при  $\sigma_T = 1\%$  на частоте 1,5 МГц коэффициент асимметрии не должен превышать 1,4%. Вообще же численные оценки, проведенные для различного рода антенн и фидеров, показывают, что для обеспечения  $\sigma_T = 10\%$  необходимо, чтобы коэффициент асимметрии был менее 5%.

Как показывает рис. 2 на отдельных участках общего диапазона частот допустимая величина  $\psi$  весьма велика (около 20%), а в одном случае достигает значения, близкого к 100%.

При  $\psi \approx 100\%$  антенну можно подключать непосредственно к несимметричному выходу передатчика или входу приемника. Регулированием длины питающего фидера для определенной частоты можно установить такое

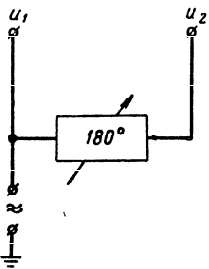
соотношение сопротивлений  $Z_T$  и  $Z_C$ , при котором допустимая величина  $\psi$  при заданном  $\sigma_T$  будет большой, т. е. легко осуществимой на практике. Однако при работе антенны в широком диапазоне частот требования к величине  $\psi$  будут более строгими.

Многие виды диапазонных радиоустройств выполняются с несимметричным входом или выходом, что исключает возможность непосредственного подключения к ним симметричных антенн. В этих случаях применяют симметрирующие устройства, обеспечивающие симметрию токов фидера антенны при подключении его к аппаратуре с несимметричным входом или выходом. Для приемных антенн широко применяются симметрирующие трансформаторы Кузнецова или ферритовые трансформаторы. Симметричное питание передающих КВ антенн осуществляют, как правило, с помощью симметрирующих устройств, построенных на резонансных системах LC.

Существо схем симметрирующих устройств сводится к тому, что один из проводов фидера подключается непосредственно к несимметричному выходу передатчика (рис. 3), а второй — через устройство, поворачивающее фазу тока на  $180^\circ$  по возможности без изменения амплитуды.

Поворот фазы тока на  $180^\circ$  осуществляется с помощью искусственной длинной линии, которая может быть построена из двух Т-образных звеньев, каждое из которых поворачивает фазу на  $90^\circ$  [106]. Такие симметрирующие устройства получили название двухзвенных. Поворот фазы на  $180^\circ$  возможно осуществить и одним Т-образным звеном; в этом случае симметрирующие устройства называют однозвенными. Т-образное звено само по себе не является аналогом длинной линии. Симметрирующие устройства диапазонных передатчиков выполняют перестраиваемыми. Элементом с переменными параметрами может быть вариометр или переменный конденсатор. Для симметрирующих устройств обычно применяют обозначения I—С, II—L, II—С, II—L. Рим-

Рис. VI.6.3. Общая схема симметрирующего устройства.



ская цифра, стоящая впереди, обозначает число звеньев симметрирующего устройства, буква, стоящая на втором месте, — тип перестраиваемого элемента ( $L$  — вариометр,  $C$  — конденсатор).

В табл. 1 приведены схемы четырех типов симметрирующих устройств, построенных на элементах LC. Там же приведены формулы, по которым можно определить условие обеспечения симметрии и вычислить собственный коэффициент асимметрии устройства при нагрузке на сопротивление  $Z_A$ , входное сопротивление нагруженного симметрирующего устройства и его к. п. д. Формулы для  $\psi$  и  $\eta$ , хотя и являются приближенными, однако для малых коэффициентов асимметрии дают достаточно точные результаты. В формулах через  $R$  и  $Q$  обозначены сопротивление потерь катушки индуктивности и ее добротность.

Основным недостатком симметрирующих устройств, схемы которых приведены в таблице, является значительная величина собственного коэффициента асимметрии при подключении устройств к чисто активной нагрузке с малым сопротивлением.

Таким образом, при подключении антенны к симметрирующему устройству можно ожидать, что на некоторых частотах общего диапазона рабочих частот асимметрия в питании антенны может резко возрасти за счет симметрирующего устройства. Такими «опасными» точками являются частоты, на которых имеет место последовательный резонанс антенны.

Принципиальное различие между однозвенным и двухзвенным симметрирующими устройствами состоит в том, что коэффициент трансформации входного сопротивления первого из них зависит от сопротивления нагрузки. Именно поэтому однозвенное симметрирующее устройство не является аналогом длинной линии. Известное УКВ симметрирующее устройство «U-колени», выполняемое из отрезка линии длиной в  $180^\circ$  электрических градусов, трансформирует сопротивление нагрузки с постоянным коэффициентом трансформации, равным  $\frac{1}{4}$ . В этом смысле двухзвенное симметрирующее устройство является аналогом длинной линии, так как оно трансформирует сопротивление нагрузки с тем же постоянным коэффициентом трансформации.

Таблица VI.6.1  
Схемы и расчетные величины для четырех видов симметрирующих устройств

Тип симметрирующего устройства	Схема симметрирующего устройства	Условие обеспечения симметрии	Собственный коэффициент асимметрии	Входное сопротивление нагруженного симметрирующего устройства	К. п. д. (для малых $\psi$ )
I-C		$\omega^2 LC = 2$	$\psi \approx Q \left  i - \frac{Q}{Z_A/2R} \right $	$Z_{вх} = Z_A \frac{1}{4 \left( 1 + 2iXL \right)}$	$\eta \approx \left  1 + \frac{Z_A}{2iXC} \right ^2 \frac{R}{R_A}$
I-L		$\omega^2 LC = \frac{1}{2}$	$\psi \approx \frac{1}{Q} \left  1 + \frac{Q}{Z_A/2R} \right $	$Z_{вх} = Z_A \frac{1}{4 \left( 1 + 2iXC \right)}$	$\eta \approx \left  1 + \frac{Z_A}{-2iXL} \right ^2 \frac{R}{R_A}$
II-C		$\omega^2 LC = 1$	$\psi \approx \left  \frac{Z_A}{1 + 2R} \right $	$Z_{вх} = \frac{1}{4} Z_A$	$\eta \approx \frac{R_A}{R_A + 2R}$
II-L		$\omega^2 LC = 1$	$\psi \approx \left  \frac{Z_A}{1 + 2R} \right $	$Z_{вх} = \frac{1}{4} Z_A$	$\eta \approx \frac{R_A}{R_A + 2R}$

Двухзвенное симметрирующее устройство часто применяют при измерениях входных сопротивлений симметричных антенн несимметричным измерительным прибором.

В тех случаях, когда реактивная составляющая входного сопротивления антенны в рабочем диапазоне (или поддиапазоне) частот носит только емкостный или только индуктивный характер, возможно применить весьма простое симметрирующее устройство, состоящее всего лишь из двух элементов:  $L$  или  $C$ .

На рис. 4, а, б приведены варианты схемы этого симметрирующего устройства для случая, когда входное сопротивление антенны имеет емкостный ( $X_A = X_C$ ) и индуктивный характер ( $X_A = X_L$ ). Схемы обеспечивают высокую степень симметрии, если антенна представляет собой высокооборотную систему, т. е. если у нее  $X_A \gg R_A$ . Принцип работы схемы ясен из векторных диаграмм, приведенных на рис. 4.

Обратимся к диаграмме, изображенной на рис. 4, а. В момент настройки сопротивления каждого вариометра должны удовлетворять условию  $X_L = \frac{1}{2} X_A$ . В этом случае

напряжение  $U_1$  на клемме 1 относительно земли будет опережать по фазе ток в антенне  $I_A$  на  $90^\circ$ . Вследствие того что сопротивление вариометра  $X_{L1}$  лишь наполовину компенсирует емкостное сопротивление антенны  $X_A$ , сопротивление в точке 2 будет иметь емкостный характер и напряжение  $U_2$  будет отставать по фазе от тока антенны  $I_A$  на угол  $\Delta\varphi = 90^\circ - \delta$ .



Если выполняется условие  $X_A \gg R_A$ , то угол  $\delta$ , вычисленный по формуле

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{R_A}{X_A} = \frac{1}{Q_A}, \quad (\text{VI.6.10})$$

будет весьма мал и напряжения  $U_1$  и  $U_2$  будут находиться практически в противофазе. Аналогично работает и схема рис. 4,б.

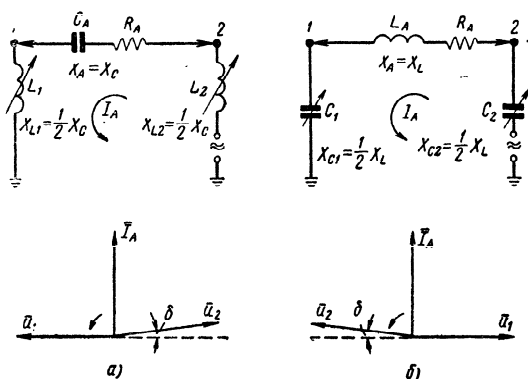


Рис. VI.6.4. Схемы двухэлементных симметрирующих устройств для антенн, имеющих  $R_A \ll X_A$  с отрицательным (а) и положительным (б)  $X_A$ , и соответствующие им векторные диаграммы.

Схему рис. 4,а чаще всего применяют для симметричных вибраторов, у которых длина плеча  $l \ll \lambda/4$ . Схема рис. 4,б удобна при подключении несимметричного передатчика к симметричной рамке. Если антенна имеет знакопеременное реактивное сопротивление при весьма малом активном сопротивлении, то симметрирование можно осуществить с помощью схемы, представляющей собой комбинацию схем рис. 4,а и б.

При  $R_A$ , соизмеримом с  $X_A$ , условие  $X_A \gg R_A$  можно обеспечить, если это технически оправдано, искусственным способом — путем соответствующей трансформации входного сопротивления антенны.

**Н**есимметричные вибраторы были первыми антеннами, примененными для практической радиосвязи. В диапазонах СДВ, ДВ, СВ, КВ и МВ антенны этого типа широко используются в качестве излучателей земных волн. В практике мобильной радиосвязи несимметричные вибраторы оказались особенно удобными в эксплуатации в качестве антенн подвижных радиоприборов.

Несимметричное включение антенны само по себе предопределяет существенное влияние земли на процесс излучения, так как ответная (противовесная) часть антенны тем или иным способом непосредственно связана с землей.

В стационарных антеннах противовесной частью чаще всего служит разветвленная система проводов-заземлителей.

Ввиду больших затрат на строительство стационарных антенн определение целесообразных габаритов заземления является весьма важной задачей, прямым образом влияющей на стоимость антенного сооружения в целом. По этой причине в настоящей главе уделяется необходимое внимание систематизированному изложению современных методов расчета несимметричных антенн, имеющих противовесы в виде дисков-заземлителей или в виде других конструкций. При этом главное внимание уделено методам вычисления активной составляющей входного сопротивления  $R_A$ , знание которой позволяет рассчитать основные параметры антенны — коэффициент полезного действия и коэффициент усиления.

Необходимость выполнения энергетического расчета несимметричных вибраторов подвижных радиоустройств связана с большими потерями в земле при излучении такого рода антенн. Последние часто существенным образом влияют на распределение энергетического потенциала радиолинии в целом. В данной главе будет показано, что расчет таких антенн не всегда удается выполнить достаточно корректно. По этой причине в главу включен ряд экспериментальных данных по входным сопротивлениям некоторых антенн СВ, КВ и МВ диапазонов. Эти данные позволят читателю ориентироваться при решении практических задач, связанных с проектированием радиоустройств и антенн.

#### VII.1. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ВХОДНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАТОРОВ

Входное сопротивление и, в некоторой степени, характеристика направленности несимметричной антенны оказываются зависящими от устройства нижней ее части. В простейшем случае вторая антенная клемма соединяется с корпусом передатчика, расположенным у земной поверхности. При этом полем антенны возбуждаются в земле радиальные токи проводимости, а следовательно, имеют место потери мощности, что эквивалентно наличию в активной составляющей входного сопротивления антенны определенной доли, которая расценивается как сопротивление потерь.

Эффективным средством уменьшения потерь является применение либо заземлений и противовесов в виде круглых дисков, либо радиальных проволочных систем.

Естественно, что применение дискового заземления достаточно большого радиуса делает сопротивление потерь пренебрежимо малым, однако конструктивные и экономические соображения заставляют не только ограничивать размеры дисковых заземлений, но и применять, как правило, вместо них радиальные проволочные заземления или противовесы.

Для обоснованного выбора размера и числа лучей заземления или противовеса (либо размеров диска) необходимо иметь достаточно точную количественную оценку эффекта от их применения.

352

Этим объясняется серьезное внимание, уделяемое в литературе исследованию подобных систем, и особенно их входного сопротивления.

В принципе для вычисления входного сопротивления вертикального вибратора с радиальным противовесом (рис. 1) можно было бы воспользоваться описанной в гл. III методикой наведенных э. д. с. с учетом влияния реальных параметров почвы. При этом оказывается необходимым определение сопротивлений  $Z_{OO}$ ;  $Z_{OO'}$ ;  $Z_{O1}$ ;  $Z_{O1'}$ ;  $Z_{ij}$ ;  $Z_{ij'}$ , где индексы  $O$  и  $O'$  относятся к вертикальному вибратору и его изображению (рис. 1), а индексы  $i$ ,  $j$  и  $i'$ ,  $j'$ , принимающие значения от 1 до  $n$ , — к лучам противовеса и их изображениям. Увеличивая число лучей, в пределе можно было бы перейти к случаю сплошного дискового противовеса. Вычисление большинства из указанных сопротивлений, и особенно  $Z_{ij'}$ , связано с определенными трудностями, даже если не учитывать укороче-

ние и затухание волны проводов противовеса. Несколько позже будет приведен пример такого расчета.

Следует отметить, что строгое решение даже более простой задачи об излучении вертикального вибратора над металлическим диском, лежащим на поверхности земли, тоже оказывается нелегким делом, хотя в настоящее время уже предложен ряд методов ее решения. К сожалению, доведение полученных общих соотношений до

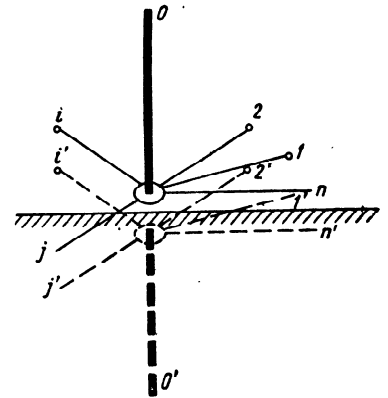


Рис. VII.1.1. Вертикальный вибратор с противовесом.

расчетных формул возможно лишь при далеко идущих приближениях и ограничениях. Однако в вопросах применения строгих методов еще не сказано последнее слово. Нам представляется, что привлечение ЭВМ к анализу решений задачи позволит значительно полнее реали-

23—405

353

зовать основное преимущество строгих методов — возможность получения точных количественных данных при отсутствии ограничений в исходных предположениях.

Постараемся кратко охарактеризовать сущность упоминавшихся выше строгих методов.

Один из таких методов решения широкого круга задач, связанных с учетом влияния земли на характеристики антенны, был предложен Ганссом и Беккерлеем [57]. Впоследствии он был существенно скорректирован Брауде [37], который в качестве примера приложения метода исследовал входное сопротивление вертикального несимметричного вибратора над металлическим диском, лежащим на земле.

Исходным здесь является общее решение волнового уравнения в цилиндрических координатах

$$\xi_n = e^{\pm imz} e^{in\varphi} J_n(lr), \quad (\text{VII.1.1})$$

где

$$m = \sqrt{k^2 - l^2}.$$

С помощью (1) вводятся две векторные функции:

$$\bar{A}_{2,n}^{\pm} = \text{rot}(\bar{z}_1, \xi_n) = \frac{1}{k_1} \text{rot} \bar{A}_{s,n}^{\pm}, \quad (\text{VII.1.2})$$

$$\bar{A}_{3,n}^{\pm} = \frac{1}{k_1} \text{rot} \bar{A}_{2,n}^{\pm}, \quad (\text{VII.1.3})$$

$\bar{z}_1$  — единичный вектор.

Затем определяется вектор-потенциал поля антенны с учетом распределения тока вдоль антенны и граничных условий на поверхности земли.

Выражения для вектора-потенциала поля в точке наблюдения  $(r, \varphi, z)$  имеют вид

$$A(r, \varphi, z) \equiv \sum_{s=2}^3 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} [f_{s,n}^+(l) + \alpha_s f_{s,n}^-(l)] \times \\ \times A_{s,n}^{\pm}(r, \varphi, z; l) \frac{l}{m} dl. \quad (\text{VII.1.4})$$

Здесь

$$f_{s,n}^{\pm}(l) \equiv \iiint \bar{i} \bar{A}_{s,n}^{\pm}(r', \varphi', z'; l) r' dr' d\varphi' dz'; \quad (\text{VII.1.5})$$

$\bar{i}$  — объемная плотность тока в точке  $(r', \varphi', z')$ :

$$\alpha_2 = \frac{\mu_2 \sqrt{k_1^2 - l^2} - \sqrt{k_2^2 - l^2}}{\mu_2 \sqrt{k_1^2 - l^2} + \sqrt{k_2^2 - l^2}}; \\ \alpha_3 = \frac{\epsilon'_2 \sqrt{k_1^2 - l^2} - \sqrt{k_2^2 - l^2}}{\epsilon'_2 \sqrt{k_1^2 - l^2} + \sqrt{k_2^2 - l^2}}.$$

Далее с помощью выражений, аналогичных (4) и полученных для заданного распределения тока  $\bar{i}(r', \varphi', z')$ , обычным порядком вычисляются значения напряженностей полей  $E$  и  $H$ . Затем подсчитывается поток вектора Пойнтинга через поверхность цилиндра бесконечного радиуса, одно из оснований которого совпадает с поверхностью земли, а другое расположено выше самого высокого элемента антенны.

Окончательная формула для полной мощности, потребляемой антенной с учетом земли, имеет вид

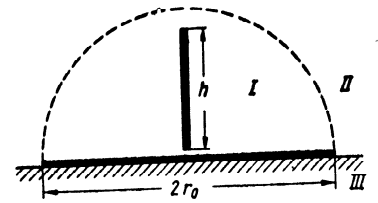


Рис. VII.1.2. Вертикальный вибратор над дисковым заземлением.

$$P = 60\pi^2 k_1 \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_0^{k_1} [ |f_{2,n}^+|^2 + 2 \text{Re}(f_{2,n}^{+*} \alpha_2 f_{2,n}^-) + \right. \\ \left. + |f_{2,n}^-|^2 + |f_{3,n}^+|^2 + 2 \text{Re}(f_{3,n}^{+*} \alpha_3 f_{3,n}^-) + |f_{3,n}^-|^2 ] \frac{l^3 dl}{\sqrt{k_1^2 - l^2}} + \right. \\ \left. + 2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} [ |f_{2,n}^-|^2 \text{Im} \alpha_2 + |f_{3,n}^-|^2 \text{Im} \alpha_3 ] \frac{l^3 dl}{\sqrt{l^2 - k_1^2}} \right\}. \quad (\text{VII.1.6})$$

В случае штыря над диском (рис. 2) за счет азимутальной симметрии  $n=0$ , что ограничивает ряды в (6) одним членом.

Задавшись распределением тока вдоль штыря и диска вида

$$I_z = I \left( 1 - \frac{z}{h} \right), \quad (\text{VII.1.7})$$

$$I_r = I \left( 1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right), \quad (\text{VII.1.8})$$

Брауде получает формулу для активной составляющей входного сопротивления антенны

$$R_A = 30 \left( \frac{kh}{2} \right)^2 \int_0^1 (1 + \operatorname{Re} \alpha'_3) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - 1}} + \\ + 30 \int_1^\infty \left[ \frac{1}{x^2 \sqrt{x^2 - 1}} - \frac{1 - e^{-kh \sqrt{x^2 - 1}}}{(x^2 - 1) kh} + \right. \\ \left. + \frac{2 \sqrt{x^2 - 1}}{x^3 k r_0} J_1(k_1 r_0 x) \right] \operatorname{Im} \alpha'_3 \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - 1}}, \quad (\text{VII.1.9})$$

где

$$\alpha'_3 = \frac{\epsilon'_2 \sqrt{1 - x^2} - \sqrt{\epsilon'_2 - x^2}}{\epsilon'_2 \sqrt{1 - x^2} + \sqrt{\epsilon'_2 - x^2}}.$$

Естественно, что более сложные законы распределения тока (7), (8) приведут к усложнению конечного выражения, однако далее, если не прибегать к каким-либо приближениям, дело сведется к численному интегрированию.

Терешиным [107] была предложена следующая схема решения задачи. Пространство условно разбивается на три области (см. рис. 2). В области I с использованием сферической системы координат задается первичное поле вибратора над безграничной идеальной плоскостью —  $E_{z_0}$  и  $H_{\varphi_0}$ .

Далее функции Герца для вторичных полей в I и II областях записываются соответственно в виде

$$P_{r_2} = \sum_{n=1}^{\infty} [A_n Q_n(\delta, kr) + A_{-n} Q_{-n}(\delta, kr)], \quad (\text{VII.1.10})$$

$$P_{r_1} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n P_{2n-1}(\cos \delta) \psi_{2n-1}(kr). \quad (\text{VII.1.11})$$

Здесь  $A_n$ ,  $A_{-n}$  и  $B_n$  — функции, подлежащие определению из граничных условий на поверхности  $r=r_0$ ;  $P(\cos \delta)$  — полином Лежандра;

$$\psi_n(kr) = \sqrt{\frac{\pi kr}{2}} I_{n+1/2}(kr).$$

Функции  $Q_n$  и  $Q_{-n}$  являются комбинациями полиномов Лежандра, их производных и сферических функций Бесселя, обеспечивающими выполнение приближенного граничного условия Леонтовича—Шукина  $E_r = -120\pi \sqrt{\frac{\epsilon'_2}{\epsilon'_2}} H_\varphi$  на поверхности раздела II и III сред, т. е. при  $\theta = \frac{\pi}{2}$ .

Этим и осуществляется учет влияния земли.

Вычислив с помощью (10) и (11) составляющие полей  $E_{z_1}$ ,  $E_{z_2}$ ,  $H_{\varphi_1}$ ,  $H_{\varphi_2}$ , можно на полусфере  $r=r_0$  наложить граничные условия, которые имеют вид при  $r=r_0$ :

$$\left. \begin{aligned} E_{z_0} + E_{z_1} &= E_{z_2} \\ H_{\varphi_0} + H_{\varphi_1} &= H_{\varphi_2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.1.12})$$

Если сравнить в (12) коэффициенты при одинаковых функциях, то оказывается возможным определить  $A_n$ ,  $A_{-n}$ ,  $B_n$ , что позволяет вычислить функции Герца, а значит, и поле антенны в любой точке верхнего полупространства. Далее методом наведенных э. д. с. либо подсчетом потока вектора Пойнтинга через полусферу можно оценить входное сопротивление антенны.

Определение  $A_n$ ,  $A_{-n}$ ,  $B_n$  в случае большого числа членов рядов (10) и (11) оказывается достаточно сложным, поэтому общее решение пока не доведено до удобных и обзорных формул.

Следует отметить, к тому же, что рассматриваемый метод применим лишь при  $h < r_0$ . Правда, в случае  $h > r_0$  можно провести аналогичное исследование с использованием сфероидальной системы координат, однако это еще более усложнит решение.

Бекефи [108] решает задачу в цилиндрической системе координат. Он полагает поле в верхнем полупространстве имеющим три составляющие, соответствующие полю антенны в свободном пространстве, полю зеркального изображения антенны и дифракционному полю, обусловленному конечными размерами диска и неидеальностью параметров почвы за пределами диска. Во второй среде имеется лишь дифракционное поле. Затем ищется решение волнового уравнения для функции Герца, которое удовлетворяло бы граничным условиям на поверхности диска и поверхности земли. В результате автору удается получить интегральное уравнение для определения тангенциальной составляющей электрической напряженности поля у поверхности земли, которое он, однако, не решает, а пользуется им для формулировки вариационной задачи определения входного сопротивления вибратора. Решение этой задачи получено в форме бесконечных рядов лишь для больших размеров диска  $k_1 r_0 \gg 1$ , и не анализируется.

Интересный и, как нам представляется, перспективный метод исследования входных сопротивлений рассматриваемой антенной системы был предложен Монтемом [109, 110], а затем развит Вейтом и его сотрудниками [111—112]. Существенно, что он достаточно просто может быть распространен на системы с радиальным заземлением (противовесом) [112, 113].

Представив значение входного сопротивления вибратора в виде

$$Z = \frac{1}{I_{\text{вх}}^2} \int_0^h E_z J(z) dz, \quad (\text{VII.1.13})$$

мы, следуя авторам, введем

$$E_z = E_z^\infty + \Delta E_z \quad (\text{VII.1.14})$$

и будем интересоваться лишь отличием исследуемого

сопротивления от того, которое имело бы место при безграничном экране, как это делалось в гл. III:

$$\Delta Z = i120\pi k_1 \frac{1}{I_{\text{вх}}^2} \int_0^h \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Delta H_\varphi \right) I(z) dz. \quad (\text{VII.1.15})$$

Как показано в [109], выражение (15) может быть преобразовано к виду

$$\Delta Z = - \frac{1}{I_{\text{вх}}^2} \int_0^\infty H_\varphi^\infty(r, 0) E_r(r, 0) 2\pi r dr, \quad (\text{VII.1.16})$$

где

$$H_\varphi^\infty = - \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^h \frac{e^{-ik_1 \sqrt{z^2 + r^2}}}{\sqrt{z^2 + r^2}} I(z) dz. \quad (\text{VII.1.17})$$

Далее при анализе (15) предлагаются следующие приближения. На нижних частотах в [112] используется условие Леонтовича — Щукина

$$E_r(r, 0) = -120\pi \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon'_2}} H_\varphi(r, 0). \quad (\text{VII.1.18})$$

(Здесь  $120\pi \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon'_2}} = \eta$  — характеристическое сопротивление среды). Далее полагается

$$H_\varphi(r, 0) \approx H_\varphi^\infty(r, 0). \quad (\text{VII.1.19})$$

При этом

$$\Delta Z \approx \frac{1}{I_0^2} \int_{r_0}^\infty [H_\varphi^\infty(r, 0)]^2 2\pi r dr. \quad (\text{VII.1.20})$$

Последнее выражение допускает интегрирование в конечном виде и для  $f < 1 \text{ МГц}$ ,  $\sigma_2 > 10^{-3} \text{ мОм}$  дает результаты, мало отличающиеся от полученных с помощью (16).

Зависимость  $\Delta Z$  от  $\sqrt{\frac{\sigma}{f}}$  и  $\frac{r_0}{\lambda}$  для  $\frac{h}{\lambda} = 0,2$ , рассчитанная по формуле (20), приведена на рис. 3.

Возможно уточнение полученных результатов путем учета спада  $E_r(r, 0)$  вдоль поверхности земли за пределами диска введением в (18) функции ослабления

$$E_r(r, 0) = -120\pi \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} H_\varphi(r, 0) Y(\rho). \quad (\text{VII.1.21})$$

Однако это уточнение не дает существенных результатов, поскольку при малых численных расстояниях  $Y(\rho) \approx 1$ ,

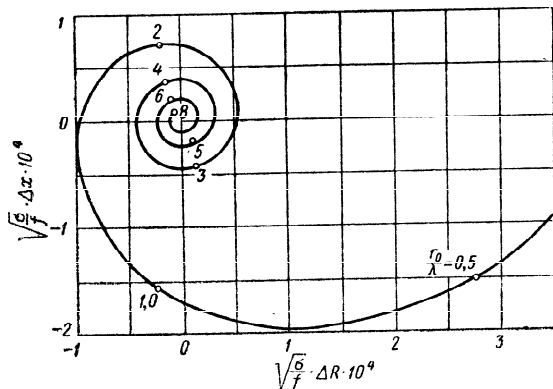


Рис. VII.1.3. Зависимость поправки к входному сопротивлению вибратора от размеров устройства заземления.

а участки интегрирования, на которых  $Y(\rho)$  заметно от- лично от единицы, играют сравнительно небольшую роль в связи с уменьшением значений  $H_\varphi$ .

Наконец для достаточно высоких частот и неболь- щих размеров диска возможно приближение, заключаю- щееся в вычислении  $E_r(r, 0)$  по Нортону (стр. 1367) [114] без учета влияния диска\*.

Результаты расчетов с использованием перечислен- ных приближений были сопоставлены Мали и Кингом [116] с экспериментальными данными для  $f=10^4$  Мгц и  $\epsilon_2=49-i34$ .

\* Вейтом [115] показано, что это влияние для  $r_0 < \lambda$  незначи- тельно.

Расчетные зависимости  $\Delta R$  и  $\Delta X$  в функции от ра- диуса экрана приведены на рис. 4, где нанесены также точки, соответствующие эксперименту; как видно из ри- сунка, эти точки располагаются достаточно близко к расчетным кривым.

В случае радиального заземления, лежащего на по- верхности земли, формула (6) остается справедливой;

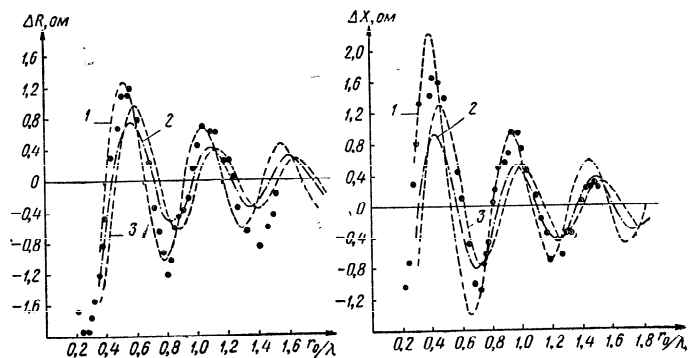


Рис. VII.1.4. Сравнение различных приближений при учете влияния на сопротивление вибратора дискового заземления: 1) по Нортону; 2)  $E_r = -\eta H_\varphi Y(r)$ ; 3)  $E_r = -\eta H_\varphi$ .

необходимо лишь решить вопрос о вычислении  $E_r(r, 0)$ . Для  $r > r_0$  сохраняет силу соотношение (18), а при  $r < r_0$  характеристическое сопротивление почвы  $\eta$  оказы- вается включенным параллельно с характеристическим сопротивлением  $\eta_s$  проволочной сетки заземления.

Согласно [117]

$$\eta_s = i120\pi \frac{d}{\lambda} \ln \frac{d}{2\pi a}. \quad (\text{VII.1.22})$$

Здесь  $d$  — расстояние между радиальными проводами;  $a$  — радиус провода.

Формула (22) справедлива при условии  $|\gamma d| \ll 1$ , где  $\gamma$  — постоянная распространения волны вдоль проводов заземления, которая в нашем случае может быть опре- делена из соотношения (V.5.1).

При достаточном числе проводов  $N$  можно считать  $d \approx \frac{2\pi r}{N}$ .

Кроме того, как и ранее, используется приближение (19). В результате

$$\Delta Z = \Delta Z_1 + \Delta Z_2, \quad (\text{VII.1.23})$$

где

$$\Delta Z_1 = \frac{\eta}{I_0^2} \int_{r_0}^{\infty} [H_{\varphi}^{\infty}(r, 0)]^2 2\pi r dr \quad (\text{VII.1.24})$$

— изменение сопротивления вибратора в случае металлического дискового заземления;

$$\Delta Z_2 = \frac{1}{I_0^2} \int_0^{r_0} \frac{\eta\eta_s}{\eta + \eta_s} [H_{\varphi}^{\infty}(r, 0)]^2 2\pi r dr \quad (\text{VII.1.25})$$

— изменение сопротивления вибратора за счет замены диска сеткой.

Далее значения (24) и (25) определяются с учетом (17) путем численного интегрирования. Результаты таких вычислений приведены Вейтом и Поупом [112] для  $\frac{h}{\lambda} = 0,025; 0,05; 0,1; 0,25; 0 < \frac{r_0}{\lambda} < 0,24; N = 50, 100, 150$

и  $\kappa = \frac{1}{\sqrt{60\lambda\sigma_2}} = 0,03$  и  $0,1$  в предположении равномерного распределения тока вдоль вибратора; там же показано, что они применимы и для неравномерного распределения, если под  $h$  понимать действующую высоту вибратора. Там же приведены результаты расчетов и для дисковых заземлителей ( $N = \infty$ ).

Пользуясь этими данными, проследим зависимость  $\Delta R$  от перечисленных выше факторов.

На рис. 5 показана зависимость  $\Delta R$  от  $r_0/\lambda$  для различных  $N$  и  $\kappa$ . Как можно заметить, начиная с некоторого значения  $r_0$ , дальнейшее его увеличение не приводит к заметному уменьшению потерь. Естественно, что с уменьшением параметра  $\kappa$  это предельное значение также уменьшается. На рис. 6 можно проследить изменение  $\Delta R$  при заданном радиусе заземления с уменьшением высоты антенны.

Мали и Кинг [118] провели сопоставление результатов расчета и экспериментов на модели штыря с радиальным заземлением, размещенной на поверхности резервуара с водой. Лучи противовеса крепились к не-

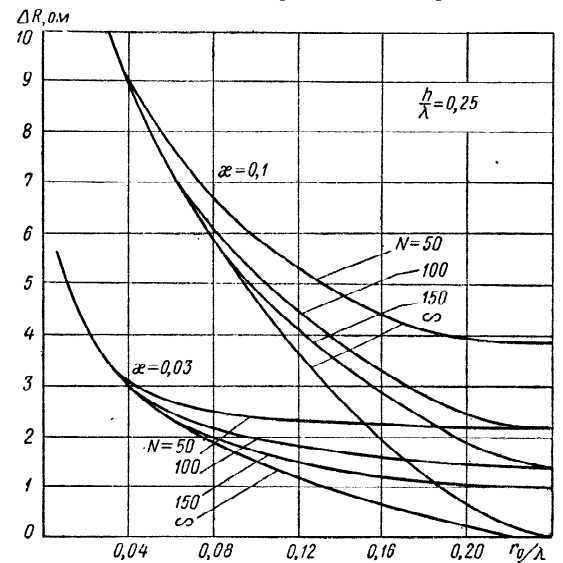


Рис. VII.1.5. Зависимость  $\Delta R$  от размеров системы радиального заземления и параметров почвы.

большому металлическому диску, находящемуся под штырем. В качестве  $Z_0$  было принято сопротивление рассматриваемой системы без противовеса. Была выполнена целая серия измерений при различном числе и длине лучей на частоте  $f = 4200$  МГц ( $\epsilon'_2 = 72 - i15$ ).

Высота штыря оставалась постоянной и равной  $0,25\lambda$ .

В качестве иллюстрации на рис. 7 и 8 показаны результаты для значений  $\frac{r_0}{\lambda} = 0,242$ . Для других значений

$\frac{r_0}{\lambda}$  зависимости имеют такой же характер. Это является дополнительным подтверждением высказанного выше

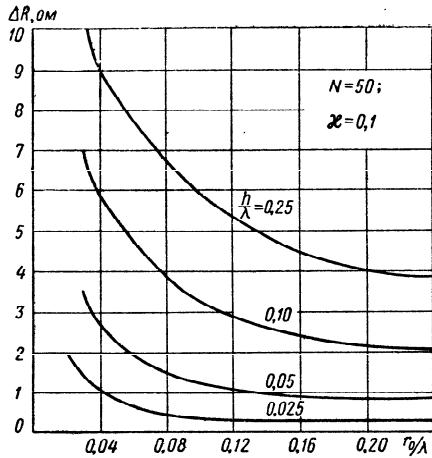


Рис. VII.1.6. Зависимость  $\Delta R$  от радиуса системы заземления и высоты вибратора.

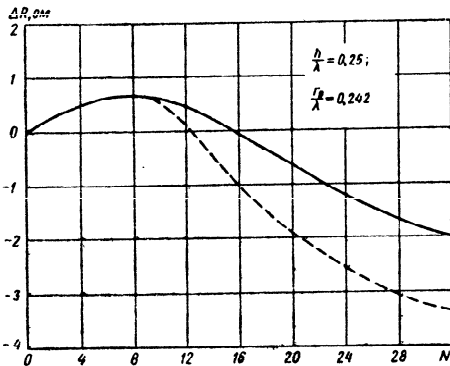


Рис. VII.1.7. Зависимость  $\Delta R$  от числа лучей системы заземления.  
Эксперимент — пунктирная линия.

мнения, что методика Монтета — Вейта является правомочной и может с успехом использоваться при расчетах входных сопротивлений вертикальных антенн с дисковыми или проволочными заземлениями.

Есть предположение, что этот метод может быть распространен на случай поднятого радиального противовеса, если высота подвеса его будет много меньше длины волны, поскольку вопрос об эквивалентном характеристическом сопротивлении металлической сетки, размещенной над поверхностью земли, может быть решен [119].

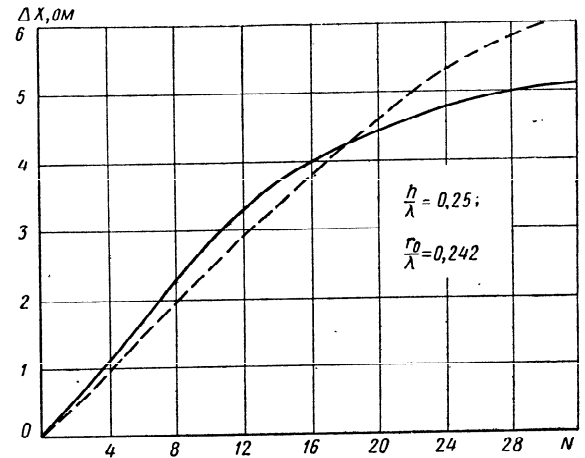


Рис. VII.1.8. Зависимость  $\Delta X$  от числа лучей системы заземления.  
Эксперимент — пунктирная линия.

Остановимся теперь на вычислении с помощью метода наведенных э. д. с. входного сопротивления излучающей системы, состоящей из несимметричного вибратора и радиального противовеса.

Рассмотренный в гл. III метод расчета сопротивлений вертикальных и горизонтальных проводов, а также проводов, размещенных под углом друг к другу, с учетом воздействия полупроводящей земли позволяет, в свою очередь, рассчитать сопротивления более сложной излучающей системы — вертикального несимметричного вибратора с радиальным противовесом. Схема такой антенны приведена на рис. 9. Несимметричный вертикальный вибратор длиной  $l_B$  поднят над плоской



безграничной полупроводящей землей на высоту  $h$ . Вибратор снабжен горизонтальным радиальным противовесом, состоящим из  $n$  лучей, каждый длиной  $l_n$ . В соответствии с требованиями метода наведенных э. д. с. для систем из нескольких проводов мы должны определить собственное сопротивление каждого из проводов и взаимные сопротивления между каждой парой проводов системы. Для этого необходимо вычислить:

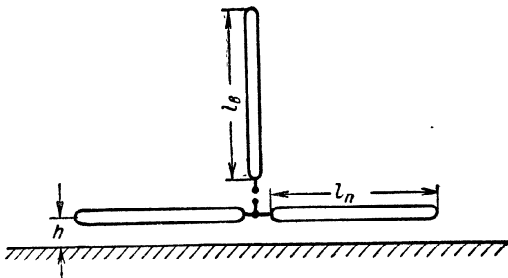


Рис. VII.1.9. Схема несимметричного вибратора с радиальным противовесом.

- а) собственное сопротивление вертикального вибратора с учетом воздействия земли;
- б) собственное сопротивление луча противовеса с учетом воздействия земли;
- в) взаимное сопротивление между вертикальным вибратором и лучом противовеса с учетом воздействия земли;
- г) взаимное сопротивление между лучами противовеса с учетом воздействия земли.

Расчетная формула для вычисления полного входного сопротивления излучающей системы вибратор — радиальный противовес будет иметь вид

$$Z = Z_{в св} + Z_{в0} + \Delta Z_{в} - Z_{вп св} + Z_{вг0} + \frac{1}{n} \times \\ \times (Z_{п св} - Z_{п0} + \Delta Z_{п}) - Z_{пв св} - Z_{пв0} - \Delta Z_{пв} + \\ + \frac{1}{n} \sum^n (Z_{пп св} + Z_{пп0} + \Delta Z_{пп}),$$

где  $Z_{в св}$  — сопротивление вибратора в свободном пространстве;

$Z_{в0}$  — сопротивление, наведенное на [вибратор его зеркальным изображением;

$\Delta Z_{в}$  — поправки к сопротивлению вибратора;

$Z_{вп св}$  — сопротивление вибратор — противовес в свободном пространстве;

$Z_{вп0}$  — сопротивление, наведенное на вибратор зеркальным изображением противовеса;

$\Delta Z_{вп}$  — поправка к взаимному сопротивлению вибратор — противовес;

$Z_{п св}$  — сопротивление противовеса в свободном пространстве;

$Z_{п0}$  — сопротивление противовеса, наведенное его зеркальным изображением;

$\Delta Z_{п}$  — поправка к сопротивлению противовеса;

$Z_{пв св}$  — сопротивление противовес — вибратор в свободном пространстве;

$Z_{пв0}$  — сопротивление, наведенное на противовес зеркальным изображением вибратора;

$\Delta Z_{пв}$  — поправка к взаимному сопротивлению противовес — вибратор;

$Z_{пп св}$  — взаимное сопротивление противовес — противовес в свободном пространстве;

$Z_{пп0}$  — сопротивление, наведенное на противовес зеркальным изображением другого противовеса;

$\Delta Z_{пп}$  — поправка к взаимному сопротивлению противовес — противовес;

$n$  — число лучей противовеса как системы.

В приведенных только что пояснениях под словом «противовес» понимается один провод противовеса как системы. Методы расчета сопротивлений  $Z_{св}$  и  $Z_0$  можно найти в литературе [120, 121]. Расчет поправок  $\Delta Z$  производится в гл. IV настоящей книги.

На рис. 10 в качестве примера приведены результаты расчета активной составляющей входного сопротивления системы вибратор — радиальный противовес в функции от высоты подъема  $h$ .

Длины вибратора и лучей противовеса были выбраны равными  $\frac{\lambda}{4}$ ; число лучей противовеса — 4. Расчет произ-

водился для частоты  $f = 46,2 \text{ МГц}$  и параметров почв  $\Pi \frac{5}{10^{-3}}$  (кривая 1),  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$  (кривая 2),  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$  (кривая 3),  $\Pi \infty$  (кривая 4). На том же рисунке нанесены экспериментальные данные. Измерения производились в зимнее время при  $t = -8^\circ\text{C}$ . Площадка, на которой велись измерения, была освобождена от снежного покрова. Сравнение расчетных данных с экспериментальными показывает некоторое отличие в поведении  $R$  при малых  $\frac{h}{\lambda}$ . Если расчетная кривая активной составляющей

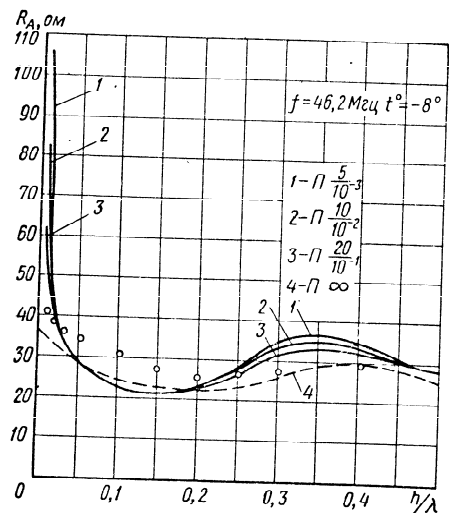


Рис. VII.1.10. Зависимость  $R_A$  от высоты для  $\lambda = 6,5 \text{ м}$ .

входного сопротивления резко возрастает при  $\frac{h}{\lambda} \rightarrow 0$ , что объясняется поведением  $\text{Re } \Delta Z$ , то кривая, построенная по результатам измерений, не содержит этой особенности. Это объясняется тем, что входное сопротивление несимметричного коаксиального кабеля по наружной поверхности оболочки  $Z_k$ , подключенного к антенне при измерениях, при малых  $h/\lambda$  шунтировало большое входное сопротивление противовеса.

## VII.2. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ СРЕДНИХ И КОРОТКИХ ВОЛН

Несимметричные вибраторы диапазона СВ нашли применение не только в стационарных радиоустройствах (вертикальные антенны в виде проводов с вершинными нагрузками, свободно стоящие опоры-башни, антенны верхнего питания и т. д.), но и в подвижных радиоустройствах (Т-образные, зонтичные и штыревые антенны). В последнем случае они имеют малые сравнительно с длиной волны габариты, что приводит к значительным потерям в земле. Поэтому правильный выбор конструкции антенны и противовеса для подвижных радиоустройств в этом диапазоне волн является очень важным, так как потери в земле антенного устройства определяющим образом влияют на энергетику всего радиоустройства в целом.

Несимметричные КВ антенны нашли применение лишь в подвижных радиоустройствах, так как земные волны этого диапазона в стационарных условиях, как правило, используются весьма редко. Значительные трудности при решении задачи их питания обусловлены малыми размерами антенн мобильных радиоустройств. Большие величины реактивных составляющих входного сопротивления антенн требуют применения компенсирующих катушек больших индуктивностей. При этом очень часто потери в катушках имеют величины, соизмеримые с потерями в земле.

Особенно трудным является обеспечение питания небольших штыревых антенн у которых активная составляющая входного сопротивления в диапазонах СВ и КВ имеет ничтожную величину по сравнению с реактивной.

Добротность таких антенн

$$Q_A = \frac{|X_A|}{R_A} \quad (\text{VII.2.1})$$

часто превышает 100 единиц и более. Трудности в решении вопросов питания усугубляются также и тем, что подвижные радиоустройства, как правило, являются широкодиапазонными.

Роль обратного проводника в несимметричных антеннах подвижных радиоустройств играет не только

противовес, но и корпус транспортного средства, а иногда заземление. Применение противовеса дает возможность уменьшить потери в земле. Однако требование мобильности радиоустройства в целом часто не позволяет иметь достаточно разветвленную систему проводов противовеса, которая необходима для существенно уменьшения этих потерь.

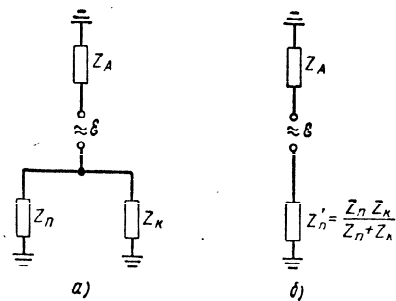


Рис. VII.2.1. Эквивалентные схемы несимметричного вибратора с противовесом.

Для всенаправленных в горизонтальной плоскости антенн применяют противовесы, симметрично расположенные относительно вибратора. Несимметричный противовес может заметным образом исказить характеристику направленности антенны. Причиной такого рода искажений могут быть также корпус транспортного автомобиля, кузов аппаратной, корпус радиостанции (в переносных радиоустройствах) и т. п. При выборе места расположения несимметричной антенны на кузове автомобиля или каком-либо другом транспортном средстве руководствуются тем соображением, что размещение антенны в центре геометрической симметрии, как правило, обеспечивает наименьшее искажение характеристик направленности в горизонтальной плоскости.

Входное сопротивление несимметричной антенны в целом определяется как сопротивлением самой антенны, так и сопротивлением обратного провода. Под сопротивлением обратного провода понимаются соединен-

ные параллельно сопротивления проводов противовеса и корпуса автомобиля, радиостанции, питающего кабеля и т. п. Схема включения эквивалентных сопротивлений для несимметричной антенны изображена на рис. 1. Здесь через  $Z_A$ ,  $Z_n$  и  $Z_k$  обозначены входные сопротивления антенны, противовеса и корпуса автомобиля (радиостанции) соответственно.

Параллельное соединение сопротивлений  $Z_k$  и  $Z_n$  таит в себе возможность возникновения крайне нежелательного явления — резонанса противовеса, при котором значительная часть подведенной энергии теряется в сопротивлении  $R'_n$  (см. рис. 1, б). В диапазоне СВ и КВ этот резонанс чаще всего наблюдается у антенн, противовес которых имеет лучи сравнительно большой длины. Рациональным выбором длины лучей, а также всей конструкции противовеса на практике в большинстве случаев частоту резонанса противовеса удается переместить в нерабочий диапазон частот.

Теоретический расчет входного сопротивления несимметричных антенн с учетом входного сопротивления противовеса во многих случаях встречает значительные затруднения. Если расчет вертикальных излучателей и простейших противовесов (см. § 1) с учетом влияния реальной земли разработан достаточно полно, то расчет входных сопротивлений таких элементов «обратного провода», как корпус автомобиля, радиостанции и т. п., как правило, носит сугубо приближенный характер. Например, входное сопротивление корпуса автомобиля интерпретируют смкостью корпуса автомобиля на землю; входное сопротивление корпуса переносной радиостанции, размещенной на земле, приближенно заменяют переходным сопротивлением земля — днище кожуха радиостанции и т. п.

Входные сопротивления несимметричных антенн, у которых элементами обратного провода наряду с противовесом и корпусом автомобиля являются провода электросилового питания аппаратуры, имеют нестабильные величины. В этом случае параллельно  $Z_n$  и  $Z_k$  подключается сопротивление по высокой частоте проводов электросилового питания  $Z_n$ . Сопротивление  $Z_n$  имеет нестабильный характер, что объясняется различного рода коммутациями в сети электропитания. Характер и величину сопротивления  $Z_n$  определить практически не-

возможно. Вариант работы радиосредств на несимметричную антенну при подключенных проводах электропитания является крайне нежелательным не только вследствие возможного увеличения непроизводительных потерь энергии и трудностей при настройке выходного

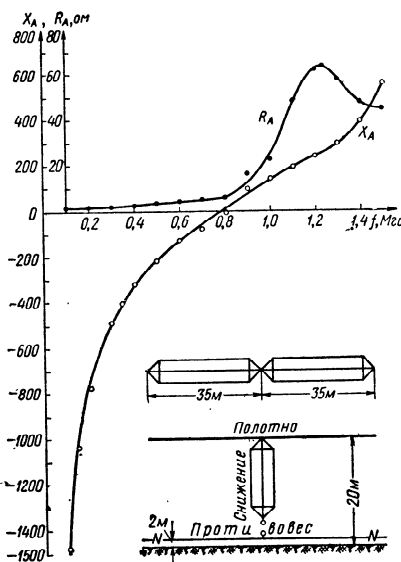


Рис. VII.2.2. Входное сопротивление Т-образной антенны  $2 \times 35$  м.

каскада передатчика, но и вследствие возможного искажения характеристик направленности антенны. Из сказанного следует необходимость обстоятельных экспериментальных исследований антенн при их конкретной разработке. Приведенные в § 1 методы расчета во всех случаях носят идеализированный характер и дают лишь определенное приближение к действительности. При этом необходимо отметить, что для мобильных радиоустройств роль экспериментального исследования антенн еще более возрастает, так как электрические характеристики

мобильных радиоустройств часто зависят от факторов, теоретический учет которых совершенно невозможен. Так, например, экспериментально было установлено, что на входное сопротивление несимметричных антенн определенное влияние оказывают степень загрязнения поверхности шин, вес автомобиля, конструкция и материал кузова и т. п. Перейдем к рассмотрению электрических характеристик некоторых конкретных вариантов малогабаритных антенн диапазонов СВ и КВ. На рис. 2 приведены экспериментальные данные по  $Z_A$  Т-образной антенны, состоящей из вертикального трехпроводного снижения,

горизонтального трехпроводного полотна, радиального противовеса и трех металлических опор с изоляторами у основания и пятью ярусами оттяжек, разрубленных изоляторами. Провода снижения и полотна выполнены из канатика  $d=4$  мм, расстояние между проводами 1 м, длина снижения 20 м, длина горизонтального полотна  $2 \times 35=70$  м. Противовес антенны состоит из 24 лучей,  $d=4$  мм, каждый луч имеет длину 50 м. Высота подвеса противовеса над землей равна 2 м. Антенна при измерениях была развернута на почве с проводимостью  $\sigma_2=10^{-2}$  мО/м и глубиной грунтовых вод 1,5 м.

Как видно из рисунка, на частотах 0,1—0,4 МГц сопротивление  $R_A$  равно 1,2—2,1 Ом соответственно. Параллельный резонанс антенны лежит вне рассматриваемого диапазона частот, однако на частотах 0,9—1,5 МГц наблюдается возрастание  $R_A$ , обязанное собственному резонансу противовеса. Если длину каждого луча противовеса уменьшить вдвое, то резонанс противовеса будет лежать на частотах  $f > 1,5$  МГц. Уменьшение длины лучей противовеса не всегда может являться оправданным способом устранения собственного резонанса противовеса, так как уменьшение поверхности земли, перекрываемой противовесом, может привести к заметному возрастанию потерь в земле во всем рабочем диапазоне частот антенны. Так, уменьшение длины лучей до 25 м привело к увеличению  $R_A$  за счет потерь в земле до 4—5 Ом в длинноволновой части общего диапазона волн. Иногда более выгодным может оказаться устранение

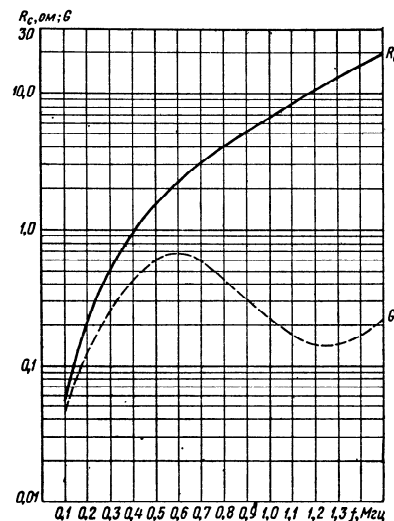


Рис. VII.2.3. Сопротивление  $R_c$  и коэффициент усиления Т-образной антенны  $2 \times 35$  м.

резонанса противовеса путём заземления последнего на частотах, соответствующих резонансу.

Относительно небольшие размеры антенны обусловили значительные величины  $X_A$ . Добротность антенны на частоте 100 кГц составляет  $Q_A = \frac{1500}{1,2} = 1250$ . Естественно,

настройка такой антенны потребует применения катушек индуктивности с большими потерями. Если, например, применить для настройки катушку с добротностью  $Q_K = 300$ , то активное сопротивление ее на частоте 100 кГц будет

$$r_K = \frac{|X_A|}{Q_K} = \frac{1500}{300} = 5 \text{ ом.}$$

Таким образом, к. п. д. антенного контура

$$\eta_K = \frac{R_A}{R_A + r_K} = \frac{1,2}{1,2 + 5} 100\% = 19,3\%.$$

На рис. 3 приведены результаты расчета сопротивления  $R_c$  и КУ антенны. На основе этих расчетов можно оценить энергетические возможности рассматриваемой антенны. На частоте 100 кГц вычисленное сопротивление  $R_c = 5,5 \cdot 10^{-2} \text{ ом}$ , отсюда КУ антенны

$$G = \frac{R_c}{R_A} = \frac{5,5 \cdot 10^{-2}}{1,2} 100\% = 4,6\%.$$

При малых относительных размерах антенны  $G \approx \eta_A$ .

Таким образом, в нашем случае общий к. п. д. антенны и антенного контура

$$\eta_{\Sigma} = \eta_A \eta_K = 0,046 \cdot 0,193 \cdot 100\% = 0,9\%.$$

На частоте 200 кГц эта величина возрастает до 5,7%.

Приведенная численная оценка подтверждает соображения о весьма малой эффективности мобильных СВ антенн. Тем не менее требования практики часто заставляют применять антенны, эффективность которых чрезвычайно низка.

Рассмотрим два других примера несимметричных СВ антенн. На рис. 4 изображены экспериментальные

кривые активной  $R_A$  и реактивной  $X_A$  составляющих входного сопротивления Т-образной антенны в виде вертикального однопроводного снижения длиной 12 м и горизонтального однопроводного полотна с общей длиной  $2 \times 20 = 40$  м. Высота подвеса полотна равна 10 м. Противовес антенны состоит из расходящихся

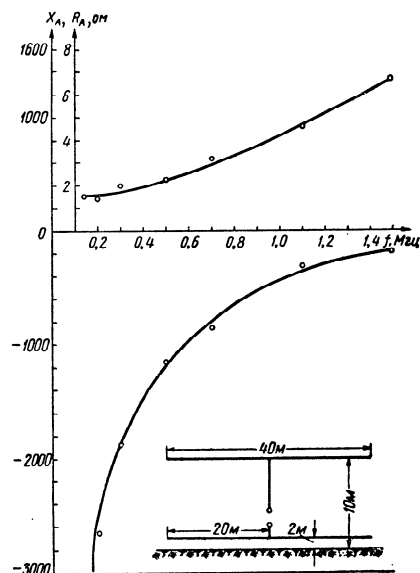


Рис. VII.24. Входное сопротивление Т-образной антенны  $2 \times 20$  м.

лучей, каждый длиной 20 м, подвешенных над землей на высоте 2 м. Так как эта антенна имеет еще меньшие габариты, чем предыдущая, естественно ожидать, что ее энергетические возможности будут еще более ограниченными.

При добротности  $Q_K = 300$  активное сопротивление компенсирующей катушки на частоте 200 кГц будет  $r_K = \frac{2650}{300} = 8,8 \text{ ом}$ ; к. п. д. антенного контура  $\eta_K = \frac{1,5}{8,8} = 17\%$ , а КУ антенны (см, рис. 5)  $G = \frac{0,07 \cdot 100}{1,5} =$

$= 4,7\%$ . Общий к. п. д. антенны и антенного контура составит

$$\eta_{\Sigma} = 0,047 \cdot 0,17 \cdot 100\% = 0,8\%$$

Сопротивления еще более простой малогабаритной СВ антенны изображены на рис. 6. Антенна состоит из снижения длиной 10 м и двух лучей длиной каждый 20 м,

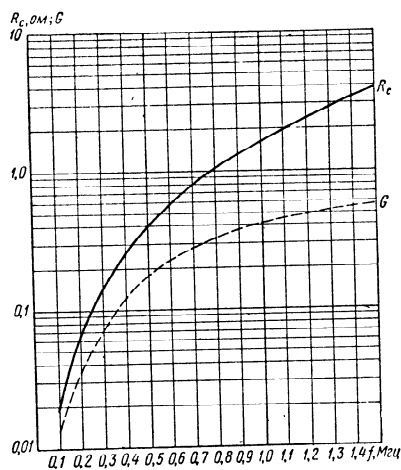


Рис. VII.2.5. Сопротивление  $R_c$  и коэффициент усиления Т-образной антенны  $2 \times 20$  м.

образующих вершинную нагрузку. Лучи располагаются под углом  $60^\circ$  к оси снижения. Для своего развертывания она требует лишь одну изолированную от земли опору. Антенна имеет лучшие электрические характеристики, чем так называемые зонтичные антенны с относительно короткими проводами вершинной нагрузки и той же длиной снижения. Число лучей противовеса — 4, каждый луч имеет длину 20 м и подвешивается на высоте 1 м от земли. На частоте 200 кГц при  $Q_k = 300$ ,  $\eta_k = 12,2\%$ ,  $G = 1,9\%$ ,  $\eta_{\Sigma} = 0,24\%$ .

В подвижных КВ радиоустройствах часто применяются несимметричные вибраторы в виде штыревых антенн высотой 10 и 4 м. Антенны устанавливаются на кузове транспортного средства, причем роль противовеса

в данном случае выполняет кузов. Штыревая антенна высотой 4 м используется для работы в движении. На рис. 7 приведены экспериментальные данные по КУ 10-метрового штыря.

Измерения проводились в различные времена года, что позволило оценить влияние сезонных изменений параметров почвы на  $R_A$  и, следовательно, на КУ антенны.

Как и следовало ожидать, наибольшая величина  $R_A$  и, следовательно, наибольшие потери наблюдаются при относительно сухой почве (измерения производились в феврале при снежном покрове). Разница в величинах  $R_A$  особенно заметна на частотах 1—2 МГц: результаты измерений в феврале в 1,5 раза отличаются от результатов измерений в августе. Влияние изменения параметров почвы на  $X_A$  ощущается лишь в области резонанса. Проводившиеся подробные исследования показали вообще относительно малое влияние изменения параметров почвы на  $X_A$  большинства несимметричных антенн.

На рис. 7 приведены также в виде сплошных кривых результаты расчета  $Z_A$  методом наведенных э. д. с. Расчет производился лишь для провода антенны (без учета противовеса) для диапазона частот 1—9 МГц и почв:

- П  $\frac{6}{10^{-3}}$  (кривая 1), П  $\frac{10}{10^{-2}}$  (кривая 2), П  $\frac{20}{10^{-1}}$  (кривая 3),
- П  $\infty$  (кривая 4).

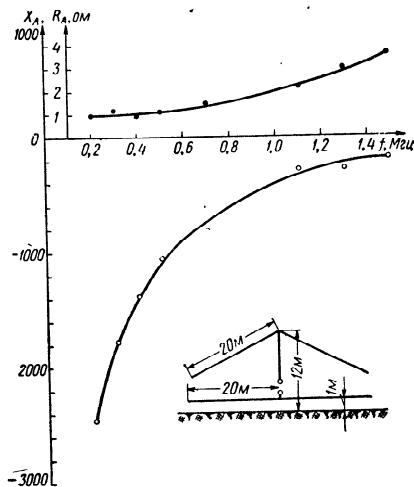


Рис. VII.2.6. Входное сопротивление Т-образной антенны  $2 \times 20$  м с наклонными плечами.

Кривые  $X_A$  для различных почв столь близки друг другу, что на рисунке приведена лишь одна из них.

На частотах 1—4 Мгц расчетная кривая  $R_A$  для почвы 2 близка к экспериментальной. Однако с ростом

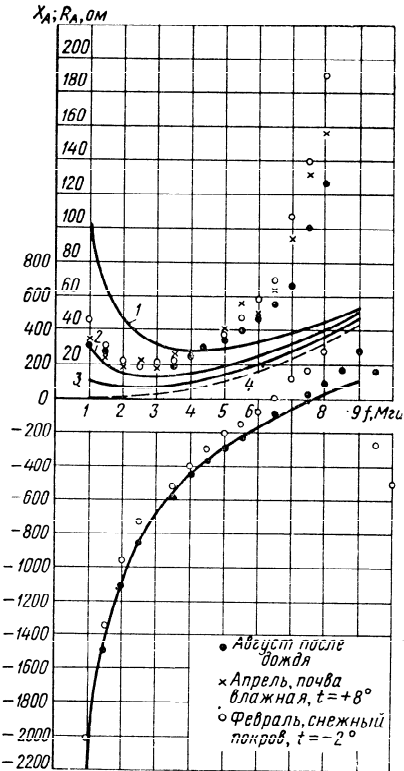


Рис. VII.2.7. Расчетные и экспериментальные данные  $Z_A$  штыревой антенны ( $l=10$  м; почвы различные).

Входное сопротивление 4-метровой штыревой антенны, установленной на кузове транспортного автомобиля приведено на рис. 9. Измерения проводились на ча-

стотах 1—8,5 Мгц. В этом диапазоне частот малые, по сравнению с длиной волны, размеры антенны обусловили большие по абсолютной величине  $X_A$ . Поэтому обеспечение настройки такой антенны в резонанс сопряжено с большими потерями в компенсирующей катушке.

Несимметричные вибраторы диапазона КВ иногда применяются в качестве антенн комбинированного излучения. В этом случае антенна развертывается под углом к горизонту, что обеспечивает прием (излучение) как земной, так и отраженной волн. Несмотря на существенные недостатки (малая величина КУ в вертикальном направлении, значительный уровень помех при приеме), антенны комбинированного излучения часто используются в качестве быстроразвертываемых вспомогательных устройств. Простота конструкции и отсутствие необходимости применения симметрирующих устройств при соответствующих условиях являются определяющими факторами при выборе этого типа антенны.

Частотная характеристика  $Z_A$  простейшей разновидности антенны комбинированного излучения, называемой обычно антенной «наклонный луч», приведена на рис. 10. Антенна состоит из однопроводного полотна, подвешиваемого на одной опоре. Противовесом антенны служит обычно корпус автомобиля. В случае когда хотят повысить КУ антенны, к корпусу автомобиля подключают дополнительный противовес в виде горизонтального провода с высотой подвеса 1—2 м над землей. Длину наклонного луча выбирают из условия

$$l \leq 0,63\lambda_{\text{мин}}$$

длина однопроводного противовеса выбирается либо

стотах 1—8,5 Мгц. В этом диапазоне частот малые, по сравнению с длиной волны, размеры антенны обусловили большие по абсолютной величине  $X_A$ . Поэтому обеспечение настройки такой антенны в резонанс сопряжено с большими потерями в компенсирующей катушке.

Несимметричные вибраторы диапазона КВ иногда применяются в качестве антенн комбинированного излучения. В этом случае антенна развертывается под углом к горизонту, что обеспечивает прием (излучение) как земной, так и отраженной волн. Несмотря на существенные недостатки (малая величина КУ в вертикальном направлении, значительный уровень помех при приеме), антенны комбинированного излучения часто используются в качестве быстроразвертываемых вспомогательных устройств. Простота конструкции и отсутствие необходимости применения симметрирующих устройств при соответствующих условиях являются определяющими факторами при выборе этого типа антенны.

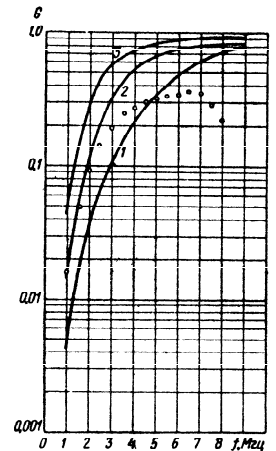


Рис. VII.2.8. Расчетные и экспериментальные данные по коэффициенту усиления штыревой антенны ( $l=10$  м).

равной длине луча, либо несколько меньшей. При работе в широком диапазоне частот необходимо применять коммутацию полостей луча и противовеса.

Приведенные на рис. 10 данные по  $Z_A$  антенны «наклонный луч» относятся к двум случаям: подключенного и отключенного проводов противовеса.

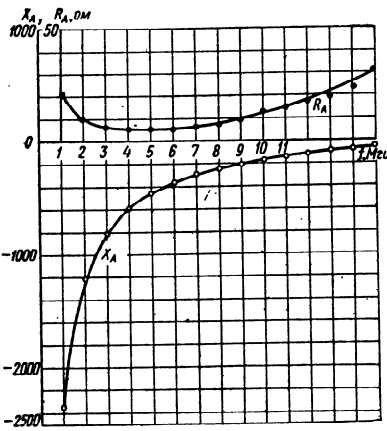


Рис. VII.2.9. Экспериментальные данные  $Z_A$  антенны. ( $l=4$  м).

Как это видно из рисунка, подключение противовеса приводит к уменьшению потерь в земле в длинноволновой части рабочего диапазона волн и к увеличению КУ в 1,5—2 раза.

В подвижных КВ радиоустройствах в качестве весьма эффективной антенны земных волн часто применяют Т-образные антенны, образованные из симметричного вибратора ВГ или ВН путем простейшей коммутации проводов питающего фидера. При переходе от симметричного варианта антенны

к несимметричному нижние концы проводов фидера соединяют вместе и подключают к высокопотенциальной клемме передатчика или приемника.

На рис. 11 и 12 для примера приведены экспериментальные частотные характеристики Т-образных автомобильных антенн, образованных из ВГ  $\frac{20}{10}$  и ВГ  $\frac{35}{12}$  антенн соответственно.

В заключение необходимо еще раз остановиться на оценке степени приближения расчетных величин  $Z_A$  и КУ несимметричных вибраторов СВ и КВ подвижных радиоустройств к реальным величинам. Высокая степень приближения расчетных величин может быть обеспечена лишь в том случае, когда в несимметричной вибраторной антенне применяется разветвленный про-

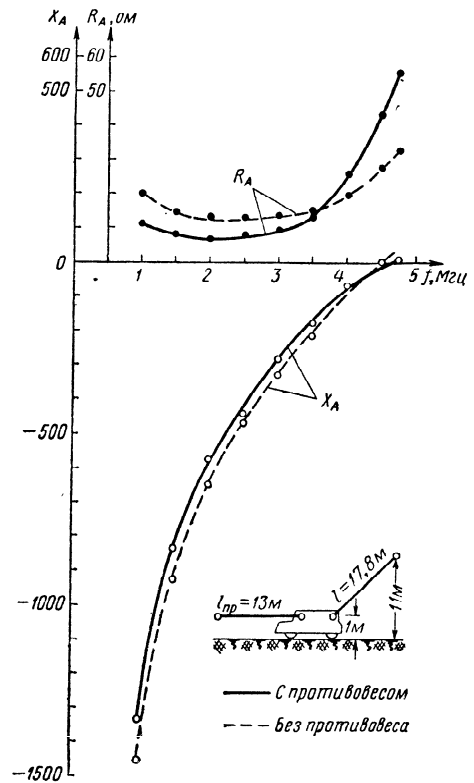


Рис. VII.2.10. Экспериментальные данные  $Z_A$  антенны «наклонный луч».



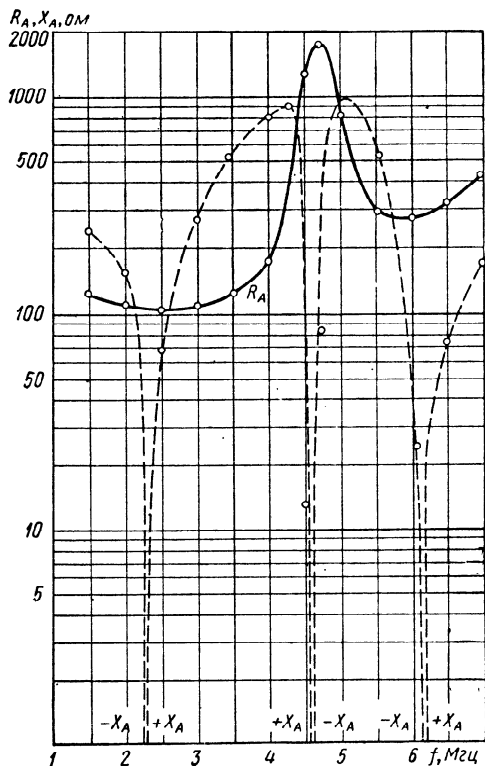


Рис. VII.2.11. Экспериментальные данные  $Z_A$  Т-образной антенны, образованной из антенны ВГ  $\frac{20}{10}$  ( $l_\phi = 12$  м,  $W_\phi = 550$  ом).

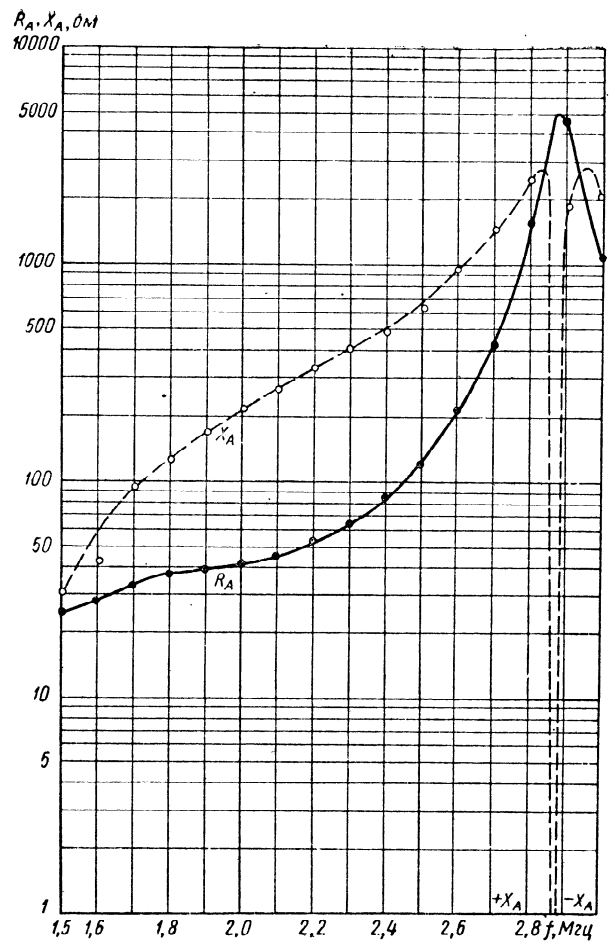


Рис. VII.2.12. Экспериментальные данные  $Z_A$  Т-образной антенны, образованной из антенны ВГ  $\frac{35}{12}$  ( $l_\phi = 12$  м,  $W_\phi = 560$  ом).

тивовес. Малое входное сопротивление такого противовеса будет шунтировать сопротивление других упоминавшихся выше «противовесных» частей, что и обеспечит малое влияние неучтенных факторов. В противном случае будут иметь место значительные расхождения. Тем не менее расчет  $Z_A$  и КУ лишь вертикальной части антенны без учета влияния противовеса иногда весьма полезен с точки зрения предварительной энергетической оценки.

### VII.3. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ МЕТРОВЫХ ВОЛН

Несимметричные вертикальные вибраторы являются основными, наиболее часто применяемыми антеннами подвижных радиоустройств метровых волн. Чаще всего они снабжаются противовесами, состоящими из небольшого числа металлических проводников, и поднимаются на высоту, равную нескольким (иногда многим) длинам волн над поверхностью земли. Как было показано в гл. 1, при подъеме на такую высоту земля оказывает влияние лишь на уровень поля в точке наблюдения и практически не влияет на входные сопротивления антенн.

Наряду с поднятыми антеннами применяются также приземные антенны, устанавливаемые на кузовах автомобилей и т. д. или непосредственно на самих радиоустройствах (например, связанных радиостанциях переносного типа). В этом случае земля оказывает заметное влияние на электрические свойства самой антенны, хотя вопрос о потерях в земле в этом диапазоне не стоит так остро, как в диапазонах СВ и КВ. Роль «обратного провода», как и в случае КВ антенн, здесь играет либо противовес, либо кузов автомобиля или кожух самого радиоустройства. Несимметричные вибраторы диапазона метровых волн чаще всего называют штыревыми антеннами.

При установке на каком-либо транспортном средстве штыревые антенны дополнительным противовесом не снабжаются. Если же антенна устанавливается на переносном радиоустройстве (например на связанной мало-мощной радиостанции), то при размещении на земле в необходимых случаях к корпусу радиоустройства под-

ключают несложный противовес, состоящий из трех-четырёх лучей, каждый длиной  $\sim \frac{\lambda_{ср}}{4}$ . Этим достигается некоторое уменьшение потерь в земле.

Как и для КВ антенн, расчет «противовесной» части антенны представляет собой наиболее трудную и наименее решенную задачу. Трудности здесь усугубляются еще и тем, что кузов транспортного средства, а в некоторых случаях и корпус радиоустройства, по своей длине соизмерим с длиной волны и является весьма эффективным элементом всей излучающей системы. Теоретический учет эффективности излучения таких элементов весьма затруднителен. В связи с этим при конкретной разработке рассматриваемых антенн опять-таки остается значительной роль экспериментальных исследований и оценок.

Для определения эффективности антенного устройства измерения входных сопротивлений в данном случае становятся уже недостаточными, так как применение формулы

$$G = \frac{R_c}{R} \quad (\text{VII.3.1})$$

здесь затруднено из-за невозможности вычисления сопротивления  $R_c$  с учетом излучения кузова автомобиля, корпуса радиостанции и пр. В этом сложном случае приходится применять прямой метод измерения КУ.

Если же «противовесная» часть антенны невелика и полезное излучение в основном определяется самой штыревой антенной, то формула (1) остается справедливой. Однако при этом необходимо помнить, что измерение  $R_A$  должно производиться таким образом, чтобы измерительная аппаратура, габариты которой часто превышают габариты самого радиоустройства, не вносила существенных изменений в измеряемую величину.

Истинная картина частотной зависимости входных сопротивлений штыревых антенн метрового диапазона волн очень часто искажается шунтирующим действием емкости опорного изолятора. Величина этой емкости по практическим данным в среднем лежит в пределах 6—25 пф. Возможны, естественно, отклонения от этих пределов. При вычислении коэффициента усиления необ-

ходимо измеренное на входе изолятора сопротивление пересчитать непосредственно ко входу самой антенны. Пересчитанное таким образом сопротивление  $R_A$  и следует подставлять в (1). Необходимые формулы пересчета приведены в приложении 4.

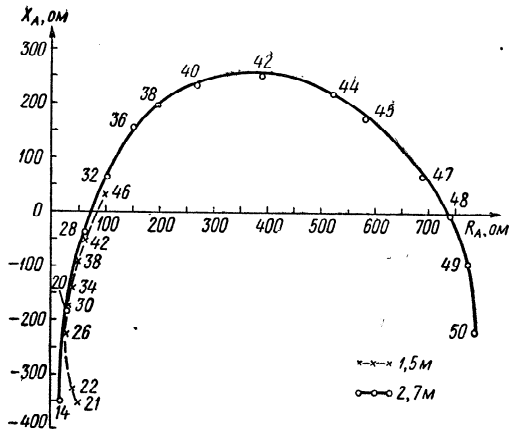


Рис. VII.3.1. Входное сопротивление штыревых антенн длиной 1,5 и 2,7 м.

Перейдем к рассмотрению электрических характеристик некоторых конкретных видов штыревых антенн. На рис. 1 в координатах  $R-X$  нанесены экспериментальные кривые  $Z_A$  штыревых антенн высотой 1,5 и 2,7 м. Измерения  $Z_A$  проводились в диапазоне частот 14—50 Мгц Q-метром с автономным электропитанием. Q-метр, имевший относительно небольшие габариты (близкие к габаритам переносных радиостанций), размещался на поверхности земли с электрическими параметрами, приближающимися к параметрам почвы  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ . Чтобы избежать влияния опорного изолятора, штыревая антенна при измерении подвешивалась с помощью изоляционных нитей и кронштейна над клеммами Q-метра. Как видно из графика, активная составляющая штыря высотой 2,7 м в диапазоне частот 20—50 Мгц изменяется в пределах от 25 до 800 Ом. Реактив-

ная составляющая лежит в пределах +250—350 Ом. Кривая штыревой антенны высотой 1,5 м несколько смещена относительно кривой штыря 2,7 м. При этом в длинноволновом участке диапазона частот активная составляющая штыря 1,5 м больше, чем штыря 2,7 м, что объясняется увеличением потерь в земле, связан-

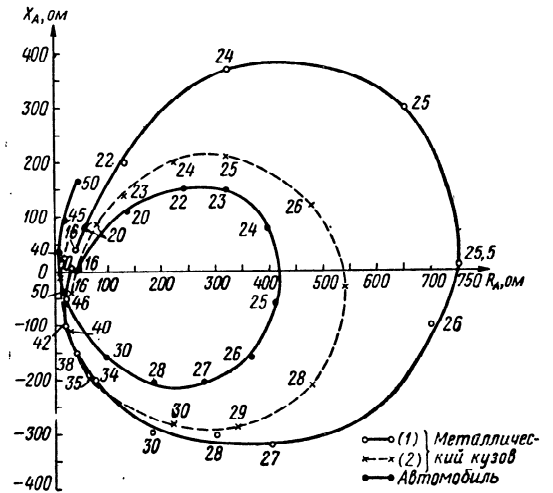


Рис. VII.3.2. Входное сопротивление штыревой антенны длиной 4 м, установленной на различных видах транспортных средств.

ным с уменьшением длины антенны. Ввиду относительно малого влияния корпуса Q-метра на величину поля, излученного антеннами, результаты измерений, приведенные на рис. 1, могут быть непосредственно использованы при вычислении КУ этих антенн.

Измерения  $Z_A$  штыревых антенн важны не только для оценки их эффективности, но и для правильного решения задачи согласования выхода (входа) передатчика (приемника) со входом антенны. Отметим, что в диапазоне метровых волн, т. е. в условиях малого уровня внешних помех, согласование сопротивлений антенны и приемника связано с непосредственным энергетическим выигрышем.

На примере экспериментальных данных по  $Z_A$  штыревой антенны высотой 4 м (рис. 2) можно убедиться в значительном влиянии «противовесной» части излучателя, а также опорного изолятора на электрические свойства антенны. Входные сопротивления штыревой антенны, установленной на автомобиле, заметно от-

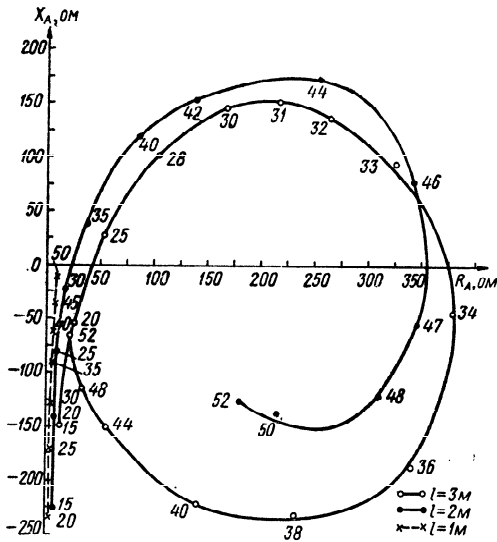


Рис. VII.3.3. Входное сопротивление штыревых антенн высотой 1, 2 и 3 м.

личаются от входных сопротивлений той же антенны, установленной на металлизированных кузовах. Емкости опорных изоляторов антенн, установленных на металлизированных кузовах (1) и (2), одинаковы и составляют 6,5 пф. На автомобиле емкость изолятора  $C_{из}=24$  пф, поэтому ее шунтирующее действие сказывается значительно сильнее, чем в предыдущих двух случаях.

Приведем еще некоторые экспериментальные данные по входным сопротивлениям штыревых антенн. На рис. 3 нанесены кривые  $Z_A$  штыревых антенн 1, 2 и 3 м,

установленных на металлизированном кузове ( $C_{из}=6,5$  пф). Измерения позволяют оценить разброс величин составляющих  $Z_A$  при случайном изменении длины штыревой антенны.

Большой диапазон величин активной и реактивной составляющих сопротивления штыревых антенн в широком диапазоне частот серьезно усложняет конструкцию элементов согласования выходных (входных)

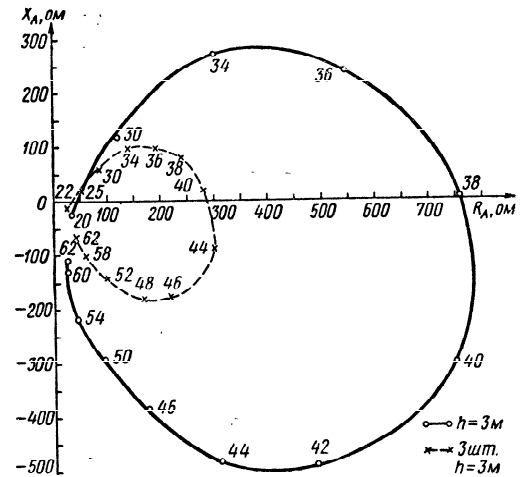


Рис. VII.3.4. Входные сопротивления одноштыревой и трехштыревой антенн высотой 3 м.

устройств. В связи с этим представляют большой интерес конструкции антенн, имеющих пониженное волновое сопротивление и, следовательно,  $Z_A$  с меньшим разбросом величин составляющих. На рис. 4 нанесены экспериментальные данные по  $Z_A$  двух типов несимметричных антенн, установленных на одинаковых автомобилях ( $C_{из}=6,5$  пф). Первая из этих антенн представляет собой тонкий штырь  $l=3$  м; вторая собрана из трех тонких штырей  $l=3$  м, расположенных под углом

120° друг к другу по образующим конуса с углом при вершине 60°. При измерениях автомобили размещались на почве с электрическими параметрами, близкими к параметрам почвы  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ . Из приведенных данных следует, что применение простейших антенн с пониженным волновым сопротивлением для автомобильных широкодиапазонных радиоустройств вполне оправдано.

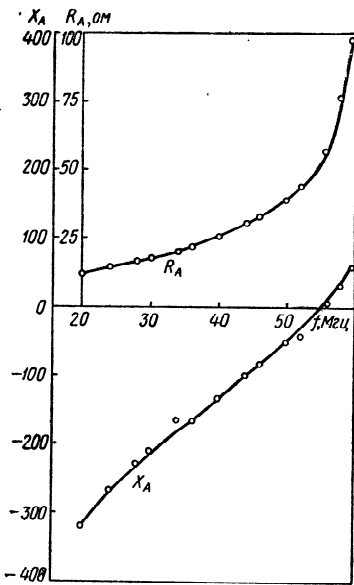


Рис VII.3.5. Экспериментальные данные  $Z_A$  штыревой антенны С. А. Куликова длиной 1,5 м, установленной на ранцевой радиостанции в положении за спиной радиооператора ( $C_{из} = 7 \text{ пф}$ ).

На рис. 5 приведена частотная характеристика  $Z_A$  штыревой антенны С. А. Куликова длиной 1,5 м, установленной на переносной радиостанции малой мощности. Измерительный аппарат с корпусом, соответствующим

по форме корпусу радиостанции, с помощью ремней был укреплен за спиной стоявшего на земле человека. При измерениях  $Z_A$  были приняты меры, устраняющие влияние оператора, проводившего измерения.

Линейные размеры штыревых антенн в диапазоне метровых волн соизмеримы с длиной волны, поэтому эффективность последних значительно выше, чем у подвижных несимметричных антенн диапазонов СВ и КВ.

На рис. 6 приведены расчетно-экспериментальные данные по КУ штыревых антенн высотой 1,5; 2,7 и 4 м. При расчете предполагалось, что сопротивление  $R_c$  обусловлено излучением лишь самого вибратора. Активные сопротивления  $R_A$  определялись экспериментальным путем.

Заметная разница в величинах  $Z_A$  штырей длиной 3 м, установленных на металлизированном кузове и автомобиле, объясняется большей добротностью излучающей системы штырь — автомобиль.

При решении практических задач в области разработки переносной радиоаппаратуры могут потребоваться экспериментальные данные по входным сопротивлениям штыревых антенн переносных радиостанций, размещенных непосредственно на операторе.

Некоторый завал кривой КУ 4-метрового штыря на частотах 40—48 МГц объясняется деформацией диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости. Уменьшение уровня поля в точках наблюдения, размещенных на земле, наступает при условии, когда  $\frac{l}{\lambda} \approx 0,63\lambda$ . Если учесть коэффициент укорочения волны тока (напряжения) на вибраторе (у земли для штыревых вертикальных антенн  $\xi = \frac{c}{v} \approx 1,1$ ), то для штыря высотой 4 м неравенство выполняется, начиная с  $f = 42 \text{ МГц}$ . Последнее и подтверждается рис. 6.

На переносных радиоустройствах, имеющих небольшие размеры, применение простейшего противовеса при определенных условиях, например при размещении радиостанции на земле, может повысить эффективность антенны.

На рис. 7 приведены расчетно-экспериментальные ве-

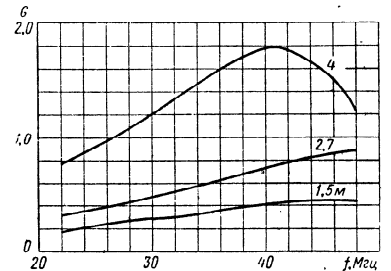


Рис. VII.3.6. Коэффициент усиления штыревых антенн высотой 1,5; 2,7 и 4 м.

личины КУ штыревой антенны высотой 2,7 м, установленной на малогабаритной переносной радиостанции.

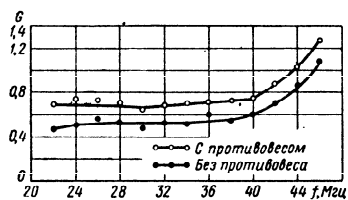


Рис. VII.3.7. Коэффициент усиления штыревой антенны рацовой радиостанции с противовесом и без противовеса.

Радиостанция размещалась на земле. Площадь соприкосновения с землей составляла около 4  $\text{дм}^2$ . В первом случае она работала без противовеса, во втором — с противовесом, состоящим из трех лучей по 1,5 м. Как видно из рисунка, применение даже такого несложного противовеса дает ощутимый эффект.

Несмотря на свою внешнюю простоту, штыревые антенны диапазона метровых волн являются весьма эффективными излучателями. Сочетанием двух качеств — простоты и эффективности — и объясняется тот факт, что эти антенны нашли самое широкое применение.

#### VII.4. ОСОБЕННОСТИ ПРАКТИЧЕСКОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ ШТЫРЕВЫХ АНТЕНН ПРИ СОВМЕСТНОМ ИХ РАЗМЕЩЕНИИ

В ряде случаев на сравнительно небольшой территории, а подчас даже на крыше того или иного транспортного средства может оказаться несколько антенн. Естественно, что при этом приходится столкнуться с их взаимным влиянием, которое сказывается как на входных сопротивлениях антенн, так и на их направленных свойствах.

Следует отметить, что, имея в виду многообразие типов антенн и возможных условий размещения, исследование этих вопросов представляет собой нелегкую задачу.

Поэтому оценка степени взаимного влияния обычно может быть произведена лишь при условии введения ряда идеализаций и приближений, что, однако, позволяет

получить ряд выводов качественного характера и дать определенную ориентировку в отношении размещения антенн.

Подход к решению задачи мы покажем на примере трех штыревых антенн, размещенных на крыше кузова (рис. 1).

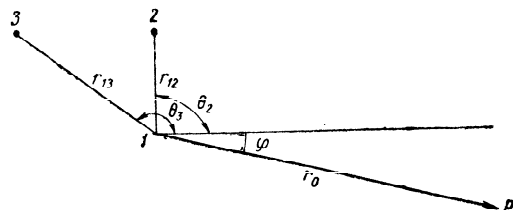


Рис. VII.4.1. Взаимное расположение трех штыревых антенн.

Примем, что для данной частоты  $f_1$  излучающей является антенна 1 (ход рассуждений и выкладок совершенно не изменится, если в качестве излучающих будут приняты другие антенны).

При этом в антеннах 2 и 3 за счет взаимного влияния возбуждятся токи частоты  $f_1$ , амплитуда и фаза которых будут определяться размерами антенн, их разном и нагрузкой нижнего конца антенн 2 и 3, т. е. положениями органов настройки выходных (входных) контуров радиосредств. В этом случае представление о штыревой антенне как антенне с круговой направленностью теряет силу, поскольку фактически мы имеем дело не с одной антенной, излучающей на данной частоте, а с тремя, амплитуды и фазы токов в которых различны.

При вычислении суммарного значения поля в различных направлениях, что и должно определить характеристику направленности системы, потребуются еще учесть разности фаз, возникающие за счет различных расстояний от указанных трех антенн до точки наблюдения.

Сразу же можно сказать, что при  $r_{12} \ll \lambda$  и  $r_{13} \ll \lambda$  мы не должны ожидать заметных изменений диаграмм направленности отдельных антенн, поскольку разности хода лучей от каждой из них до точки приема оказываются небольшими.

При  $r_{12} \gg \lambda$  и  $r_{13} \gg \lambda$  влияние соседних антенн будет малым в силу малости токов, наводимых в них работающей антенной.

Строгое решение задачи о взаимном влиянии указанных антенн с учетом конечных размеров крыши, влияния самого кузова и отражений от поверхности земли вряд ли возможно. Однако получить представление о характере явления можно в предположении, что интересующие нас взаимные сопротивления могут быть вычислены по формулам для антенн, размещенных над большим металлическим листом.

В этом предположении и проведем выкладки.

Составим систему уравнений, определяющих токи в антеннах:

$$\left. \begin{aligned} U &= I_1(Z_{11} + Z_{1B}) + I_2Z_{12} + I_3Z_{13}, \\ 0 &= I_1Z_{12} + I_2(Z_{22} + Z_{2B}) + I_3Z_{23}, \\ 0 &= I_1Z_{13} + I_2Z_{23} + I_3(Z_{33} + Z_{3B}). \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.4.1})$$

Здесь  $Z_{ii}$  и  $Z_{ij}$  — собственные и взаимные сопротивления антенны;

$Z_{iB}$  — сопротивления выходов (входов) радиостанций на частоте  $f_i$ ;

$I_i$  — токи в антеннах;

$U$  — напряжение, приложенное к антенне 1.

Нам необходимо вычислить токи  $I_2$  и  $I_3$  или, что является достаточным для расчетов диаграмм направленности отношения токов  $\frac{I_2}{I_1} = p_2 e^{i\psi_2}$  и  $\frac{I_3}{I_1} = p_3 e^{i\psi_3}$ . Это приводит к следующим формулам для относительных значений токов:

$$\left. \begin{aligned} I'_1 &= 1, \\ I'_2 &= p_2 e^{i\psi_2} = -\frac{Z_{12}(Z_{33} + Z_{3B}) - Z_{13}Z_{23}}{(Z_{22} + Z_{2B})(Z_{33} + Z_{3B}) - Z_{23}^2}, \\ I'_3 &= p_3 e^{i\psi_3} = \frac{Z_{12}Z_{23} - Z_{13}(Z_{22} + Z_{2B})}{(Z_{22} + Z_{2B})(Z_{33} + Z_{3B}) - Z_{23}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.4.2})$$

Значения собственных и взаимных сопротивлений могут быть взяты из графиков, приведенных Айзенбергом [23]. Если антенны размещены на земле, то к вычислению  $Z_{ii}$  и  $Z_{ij}$  могут быть привлечены методы, изложен-

ные в гл. III. Что же касается сопротивлений выхода (входа) радиостанций 2 и 3, настроенных на частоты  $f_2$  и  $f_3$ , для интересующей нас частоты  $f_1$ , то они должны быть измерены.

При рассмотрении штыревых антенн небольшой длины этих измерений можно избежать, поскольку при этом

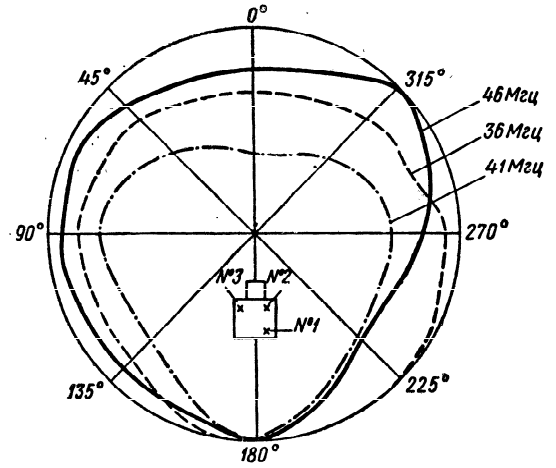


Рис. VII.4.2. Диаграммы направленности штыревой антенны с учетом влияния соседних антенн.

обычно  $|X_A| \gg R_A$ . Имея зависимость  $X_A = X_A(f)$ , мы определяем  $Z_{2B} \approx -X_A(f_2)$  и  $Z_{3B} \approx -X_A(f_3)$  для частот  $f_2$  и  $f_3$  и пересчитываем эти значения к частоте  $f_1$ .

В результате по формулам (2) вычисляются  $p_2$ ,  $p_3$ ,  $\psi_2$ ,  $\psi_3$ . Для того чтобы получить формулу, определяющую диаграмму направленности антенны 1, обратимся к рис. 1, из которого элементарно находим разности хода лучей от антенн до точки приема.

Полное значение напряженности поля в точке приема определяется формулой.

$$E = A [1 + p_2 e^{i[\psi_2 + h_1 r_{12} \cos(\theta_1 - \varphi)]} + p_3 e^{i[\psi_3 + h_1 r_{13} \cos(\theta_1 - \varphi)]}], \quad (\text{VII.4.3})$$

После преобразований получаем

$$|E| = A \sqrt{1 + p_2^2 + p_3^2 + 2p_2 \cos \Omega_2 + 2p_3 \cos \Omega_3 + 2p_2 p_3 \cos (\Omega_2 - \Omega_3)}, \quad (\text{VII.4.4})$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_2 &= \psi_2 + k_1 r_{12} \cos (\theta_2 - \varphi); \\ \Omega_3 &= \psi_3 + k_1 r_{13} \cos (\theta_3 - \varphi). \end{aligned}$$

В качестве примера на рис. 2 приведены диаграммы направленности антенны  $I$ , снятые экспериментально для случая  $r_{12} = 1,2 \text{ м}$ ,  $r_{13} = 1,9 \text{ м}$ ,  $\theta_2 = 90^\circ$ ,  $\theta_3 = 142^\circ$  на частотах  $f = 36 \div 46 \text{ Мгц}$ .

Мы видим, что они значительно отличаются от круговых и это обстоятельство должно обязательно учитываться при совместном расположении нескольких антенн.

#### VII.5. ДИАПАЗОННЫЕ ЭКВИВАЛЕНТЫ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН

Эквивалентами антенн называют неизлучающие двухполюсники, у которых частотная характеристика входного сопротивления в определенном диапазоне частот имитирует характеристику входного сопротивления реальной антенны.

Эквиваленты антенн нашли широкое применение как в лабораторной практике, так и при эксплуатации радиосредств. В первом случае с их помощью производится настройка входных цепей приемников и выходных каскадов передатчиков, измерение мощности передатчиков при работе на реальную нагрузку, настройка различных трактов и фидерных устройств и т. п. Во втором случае осуществляется настройка радиостанций без выхода в эфир.

Применение эквивалентов антенн в лабораторной практике позволяет значительно сократить время на различного рода измерения, так как избавляет разработчика или исследователя от необходимости организовывать и проводить измерения с реальной антенной, кото-

рая требует для своего развертывания определенных условий.

При разработке эквивалентов антенн основными задачами являются: возможно более точное воспроизведение картины изменения входного сопротивления антенны в заданном диапазоне частот, обеспечение рассеяния заданной мощности и создание надежного экрана, исключая излучение эквивалента. Эти задачи должны быть выполнены в такой конструкции, которая имела бы минимально возможные габариты и вес.

Разработка широкодиапазонных эквивалентов антенн оказывается достаточно сложной задачей. Все же задача воспроизведения входного сопротивления КВ антенн в диапазоне с перекрытием по частоте 2—4 может быть решена применением простейших двухполюсников из элементов с сосредоточенными постоянными. В диапазоне метровых и дециметровых волн целесообразен переход на двухполюсники с распределенными постоянными. Далее рассматриваются оба упомянутых класса диапазонных эквивалентов.

#### а) Эквиваленты на L, C, R-элементах [122]

Если требуется воспроизвести сопротивление антенны  $Z_1 = R_1 \pm iX_1$  на одной фиксированной частоте  $f_1$ , естественно, надо выполнить эквивалент в виде простого последовательного соединения сопротивления и соответствующей реактивности. Однако при необходимости воспроизвести сопротивление в трех и более точках рабочего диапазона антенны представляется целесообразным переход к диапазонным эквивалентам; при этом следует особо внимательно следить за точностью воспроизведения на заданных частотах.

Естественно, что излагаемая далее методика может быть применена и в других случаях, когда требуется воспроизвести зависимость

$$Z(f) = R(f) \pm iX(f).$$

Излагаемая методика расчета исходит из возможности отдельного воспроизведения  $R = R(f)$  с помощью R-двухполюсника и  $X = X(f)$  с помощью X-двухполюсника. Идея метода предложена А. С. Королькевичем.



### R-двухполосник

Зависимости  $R_A = R_A(f)$  имеют весьма различный характер для антенн разных типов. Однако в достаточно широком диапазоне частот они могут быть воспроизведены с помощью одной из схем, изображенных на рис. 1,

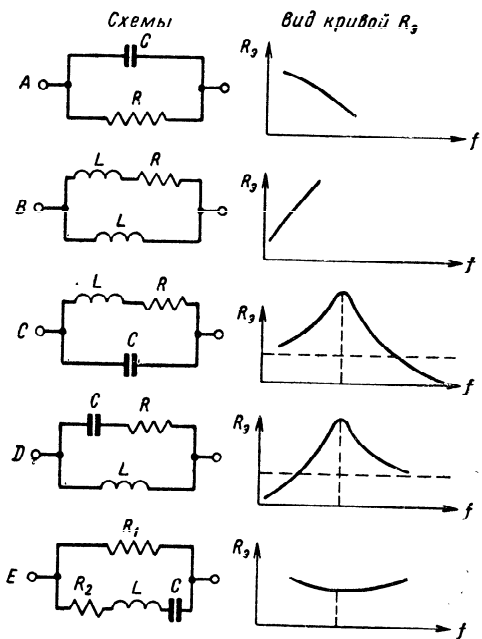


Рис. VII.5.1. Основные схемы эквивалентов.

где показан характер изменения  $R$  с частотой. Указанные схемы являются частными случаями основной схемы, приведенной на рис. 2.

Входное сопротивление ее определяется формулой

$$Z_0 = R_0 + iX_0 = \frac{R_1 [R_2^2 + X_2^2] + R_2 [R_1^2 + X_1^2]}{[R_1 + R_2]^2 + [X_1 + X_2]^2} + i \frac{X_1 [R_2^2 + X_2^2] + X_2 [R_1^2 + X_1^2]}{[R_1 + R_2]^2 + [X_1 + X_2]^2}. \quad (\text{VII.5.1})$$

Нашей задачей является выбор схемы R-двухполосника и определение его параметров так, чтобы в заданном диапазоне частот выполнялось соотношение

$$\left| \frac{R_0(f)}{R_A(f)} - 1 \right| < \kappa, \quad (\text{VII.5.2})$$

где  $\kappa$  — величина, определяющая точность воспроизведения.

Поскольку затухание R-двухполосника оказывается большим, то он обладает достаточно малым реактивным сопротивлением, которое почти не влияет на величину параметров X-двухполосника.

Для определения параметров схем A—D удобно преобразовать зависимость  $R_0(f)$  к безразмерным координатам, введя обозначения

$$S = \frac{R_0}{R} \quad \text{и} \quad Y = \frac{f}{f_0}. \quad (\text{VII.5.3})$$

Здесь

$$f_0 = \frac{1}{2\pi RC} \quad (\text{схема A}), \quad f_0 = \frac{R}{2\pi L} \quad (\text{схема B}),$$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} \quad (\text{схемы C и D}).$$

В развернутом виде зависимости  $S = S(Y)$  приведены в таблице, где, кроме того, помещены выражения для реактивной составляющей входного сопротивления рассматриваемых схем. Имея для каждой из схем набор кривых  $S = S(Y)$  [по параметрам  $\Omega = \frac{L + L_1}{L}$  (схема B)

или  $Q = \frac{\omega_0 L}{R}$  (схемы C и D)], можно выбрать на одной из них участок, в пределах которого изменение  $R_0(f)$  будет соответствовать изменению  $R_A(f)$ . Однако при пользовании такими кривыми необходим перевод подлежащей воспроизведению кривой в координаты  $S - Y$ , что

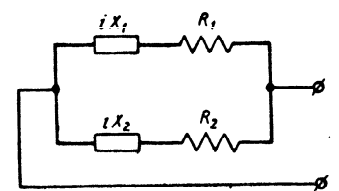


Рис. VII.5.2. Обобщенная схема R-двухполосника.

невозможно, поскольку нам до конца расчета неизвестны значения  $R$  и  $f_0$ .

Таблица VII.5.1

Формулы для расчета „активных“ двухполюсников

Схема	Активная составляющая входного сопротивления	Реактивная составляющая входного сопротивления	Обозначения
A	$S = \frac{1}{1+y^2}$	$X = -RSy$	$S = \frac{R_0}{R}; y = \frac{f}{f_0}$ $f_0 = \frac{1}{2\pi RC}$
B	$S = \frac{y^2}{1+\Omega^2 y^2}$	$X = RS \frac{1+\Omega(\Omega-1)y^2}{y}$	$f_0 = \frac{R}{2\pi L}; \Omega = \frac{L+L_1}{L}$
C	$S = \frac{Q^2}{y^2+Q^2(y^2-1)^2}$	$X = RSy \times \frac{Q^2(1-y^2)-1}{Q}$	$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}};$ $Q = \frac{\omega_0 L}{R}$
D	$S = \frac{Q^2 y^4}{y^2+Q^2(y^2-1)^2}$	$X = RS \times \frac{y^2-Q^2(y^2-1)}{Qy^3}$	

Преодолеть указанную трудность можно построением кривых  $S=S(Y)$  и  $R_A=R_A(f)$  в логарифмическом масштабе. Тогда изменения  $R$  и  $f_0$  будут соответствовать

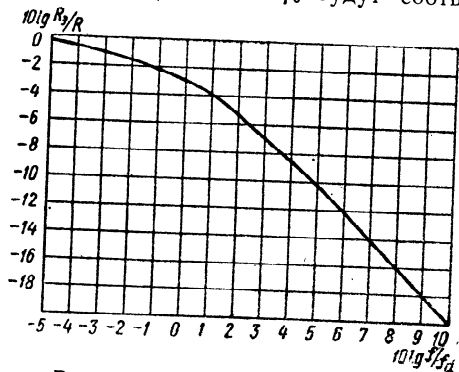


Рис. VII.5.3. Вспомогательная кривая для расчета схемы типа А.

лишь переносу начала координат без изменения формы кривой. На рис. 3—5 приведены зависимости величины  $10 \lg S$  от  $10 \lg Y$  для схем А, В и С. Соответствующие зависимости для схемы D являются зеркальным изображением кривых рис. 5, каковыми и надлежит пользоваться, заменив знаки при  $10 \lg Y$  на обратные.

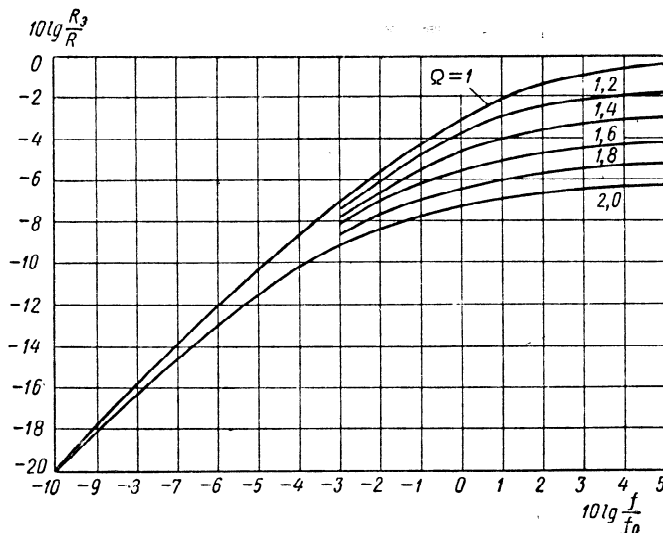


Рис. VII.5.4. Вспомогательные кривые для расчета схемы типа В.

Покажем на примере выбор схемы и определение параметров  $R$ -двухполюсника с помощью указанных кривых. Пусть  $R_A=R_A(f)$  (см. рис. 6) — подлежащая воспроизведению зависимость. Ее характер соответствует левому скату кривых рис. 5. Поэтому на кальке в масштабе этого рисунка строим зависимость  $\lg R_A = -\lg R_A(\lg f)$ . Затем, соблюдая параллельность осей, кривую, нанесенную на кальке, перемещают по кривым рис. 5 до совпадения (с заданной степенью точности) с одной из кривых. Следует заметить, что иногда число кривых на графике оказывается недостаточным. В случае надобности в графиках, соответствующих промежуточным значениям параметров  $\Omega$  и  $Q$ , возможна интер-

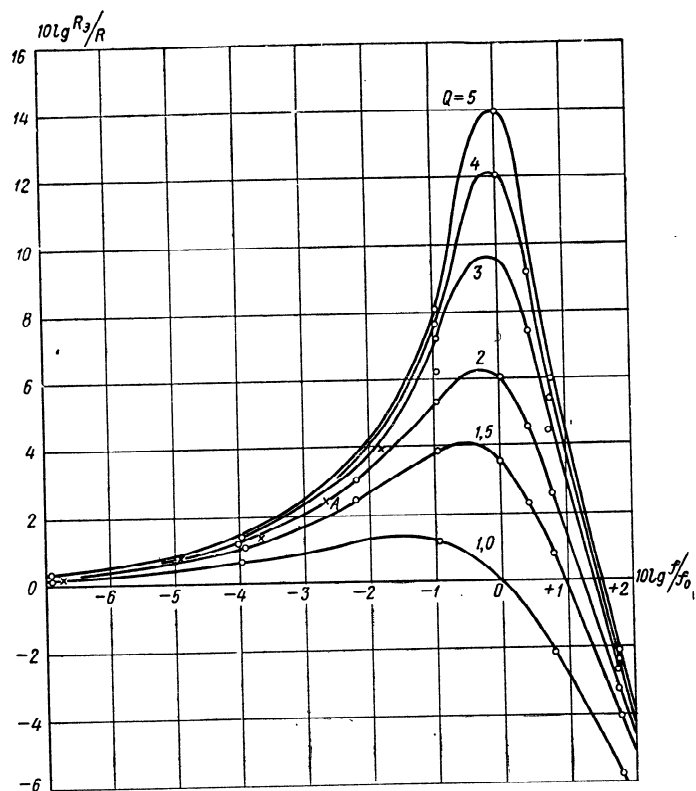


Рис. VII.5.5. Вспомогательные кривые для расчета схем С и D.

поляция. Для нашего примера результат наложения кальки показан на рис. 5 крестиками. Как мы видим, значения подлежащего воспроизведению сопротивления лежат вблизи кривой  $Q=2$ . Кроме того, точно лежащая на этой кривой точка, соответствовавшая  $f_1=5 \text{ Мгц}$  и  $R_{A1}=22 \text{ ом}$ , имеет теперь координаты  $10 \lg S_0=2,45$ ;  $10 \lg Y=-2,65$ . Следовательно,  $S_0=1,76$ ,  $Y_0=\frac{1}{1,84}$ .

По формулам таблицы имеем:

$$R = \frac{R_A}{S_0} = \frac{22}{1,76} = 12,5 \text{ ом}, \quad f_0 = \frac{f_1}{Y_0} = 5 \cdot 1,84 = 9,2 \text{ Мгц},$$

$$L = \frac{QR}{2\pi f_0} = 0,43 \text{ мкгн}, \quad C = \frac{1}{(2\pi f_0)^2 L} = 693 \text{ пкф}.$$

Таким образом, R-двухполюсник рассчитан.

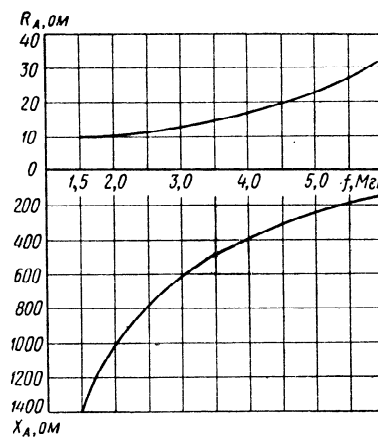


Рис. VII.5.6. Зависимость  $Z_A=Z_A(f)$ , подлежащая воспроизведению.

В случае если кривая  $\lg R_A = \lg R_A(\lg f)$  не может быть полностью совмещена ни с одной из кривых рис. 3—5, ее следует разбить на минимальное число участков, совмещение каждого из которых с кривыми оказалось бы возможным. В этом случае активная составляющая входного сопротивления антенны в разных участках диапазона будет воспроизводиться различными R-двухполюсниками. Аналогично с построением соответствующих вспомогательных кривых может быть проанализирована и схема E.

### X-двухполосник

Если зависимость реактивной составляющей входного сопротивления антенны от частоты определяется уравнением  $X_A = X_A(f)$ , а реактивная составляющая входного сопротивления R-двухполосника уравнением  $X'_o = X'_o(f)$ , то нам необходимо обеспечить воспроизведение их разности

$$X_o(f) = X_A(f) - X'_o(f). \quad (\text{VII.5.4})$$

Обычно, как уже указывалось,  $X'_o \ll X_A(f)$ .

При выполнении этого условия зависимость  $X_A(f)$  в подавляющем большинстве случаев может быть воспроизведена с достаточной степенью точности двухпо-

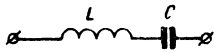


Рис. VII.5.7. Схема X-двухполосника.

люсником, изображенным на рис. 7. Во избежание лишних переключений диапазоны воспроизведения R-двухполосника и X-двухполосника следует выбирать общими. Вычисление параметров  $L$  и  $C$  можно провести аналитическим путем, потребовав совмещения кривых  $X_A$  и  $X_o$  в двух точках  $X_1 = X_A(f_1)$  и  $X_2 = X_A(f_2)$ . Легко показать, что

$$L = \frac{0,159(X_2 f_2 - X_1 f_1)}{f_2^2 - f_1^2}, \quad (\text{VII.5.5})$$

$$C = \frac{159 \cdot 10^9 (f_2^2 - f_1^2)}{f_1 f_2 (f_1 X_2 - f_2 X_1)}.$$

Здесь  $f$  выражена в мегагерцах;  $L$  — в микрогенри,  $C$  — в пикофарадах.

Для определения параметров графическим методом вводим обозначения

$$W = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{и} \quad Y = \frac{f}{f_o}, \quad \text{где} \quad f_o = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}.$$

Тогда

$$X_o(Y) = W \frac{Y^2 - 1}{Y}, \quad (\text{VII.5.6})$$

Семейство кривых  $X_o = X_o(10 \lg y)$  по параметру  $W$  приведено на рис. 8.

Для определения параметров нашего двухполосника строим по данным рис. 6 на кальке кривую  $X_A = X_A(10 \lg f)$ ,

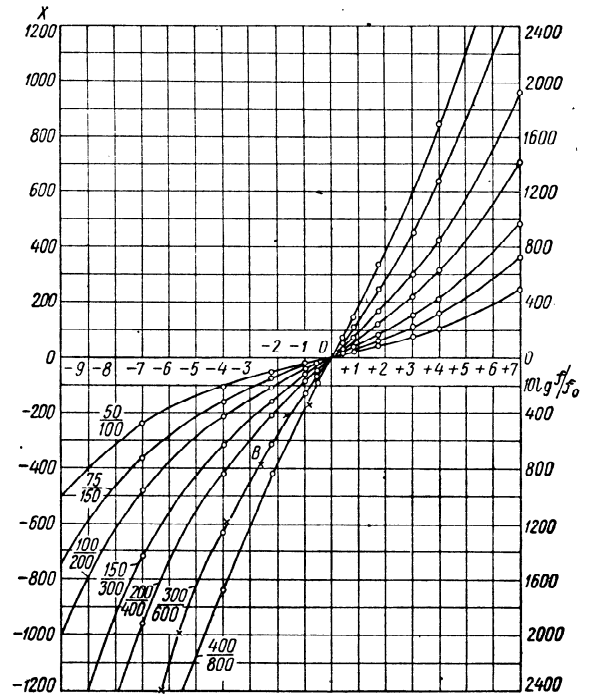


Рис. VII.5.8. Вспомогательные кривые для расчета X-двухполосника.

соблюдая масштаб рис. 8. Перемещаем кальку по рис. 8 так, чтобы оси абсцисс совпадали, до совмещения вычерченной кривой с одной из кривых семейства. На рис. 8 крестиками показан результат совмещения. Мы видим, что хорошее воспроизведение обеспечивается во всем диапазоне частот, кроме точки  $f = 6 \text{ МГц}$ , где имеет место погрешность порядка 50—70%. Если такое воспроизведение нас устраивает, то мы, фиксируя положение

ние одной из точек (например,  $B$ ), вычисляем параметры схемы.

$W=300$ ,  $f_1=4$  Мгц,  $\lg Y_0=-0,265$ ,  $f_1=4 \cdot 1,84=7,28$  Мгц.  
Соответственно

$$L = \frac{W}{\omega_0} = \frac{300 \cdot 41,2}{1885} = 6,55 \text{ мкГн}; C = \frac{281 \cdot 1700}{6550} = 73 \text{ пкФ}.$$

Наряду с этим мы могли бы несколько сместить кривую на кальке влево, что уменьшило бы погрешность воспроизведения на частоте  $f=6$  Мгц с одновременным ухудшением воспроизведения на более низких частотах.

В случае необходимости создания эквивалента антенны для участка диапазона, соответствующего параллельному резонансу, обычно оказывается возможным использование параллельного соединения  $R$ ,  $L$  и  $C$  для одновременного воспроизведения как  $R_A$ , так и  $X_A$ .

Описанный метод расчета оказывается весьма удобным, поскольку дает возможность в ходе выбора основных параметров схемы эквивалента иметь наглядное представление о качестве воспроизведения сопротивления антенны во всем рассматриваемом диапазоне частот. Что же касается реализации расчетных схем, то обычно она не встречает особых затруднений. Следует лишь стремиться к тому, чтобы элементы схемы по возможности не обладали паразитными параметрами, которые неизбежно сказываются на точности воспроизведения.

#### б) Эквиваленты на цепях с распределенными параметрами

Стремление расширить рабочий диапазон эквивалентов антенн (особенно в области УКВ), а также необходимость в эквивалентах, рассеивающих значительные мощности, привели к созданию конструкций эквивалентов вибраторных антенн в виде коаксиальных спиральных линий. Новый тип эквивалента (рис. 9) состоит из спирального проводника 1, изготовленного из проволоки большого удельного сопротивления, каркаса 2, на

который наматывается спираль, экрана 3 и входных клемм или высокочастотного разъема 4.

Применение соответствующей конструкции такой спирали, с одной стороны, обеспечивает наличие омического сопротивления, воспроизводящего активную составляющую входного сопротивления антенны, а с другой — имитацию реактивной составляющей. Заданная частотная зависимость входного сопротивления эквива-

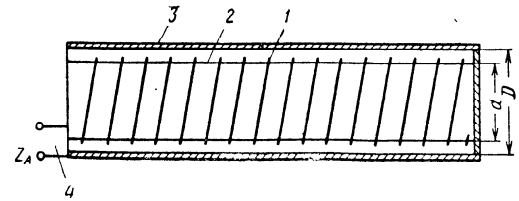


Рис. VII.5.9. Схема эквивалента штыревой антенны в виде спиральной коаксиальной линии.

лента вибраторной антенны, достигается надлежащим выбором диаметров спирали и экрана ( $d$  и  $D$ ), шага спирали, ее длины и удельного сопротивления проволоки.

Строгий расчет входного сопротивления спиральной коаксиальной линии с потерями достаточно сложен и выходит за рамки настоящей книги.

На практике оказалось, что основные параметры такой линии с приемлемой точностью могут быть выбраны из приближенных представлений. Вначале необходимо тщательно измерить входное сопротивление антенны, для которой разрабатывается эквивалент (см. § VIII.2). При измерениях следует иметь в виду, что изоляторы антенны обычно заметно искажают истинную картину частотной зависимости  $Z_A$ . Для устранения этого влияния экспериментальные данные необходимо пересчитать к истинным значениям, после чего они наносятся на координатную плоскость  $R-X$  (рис. 10).

По формуле

$$W_A' = \sqrt{R_{A1} \cdot R_{A2}}, \quad (\text{VII.5.7})$$

где  $R_{A1}$  и  $R_{A2}$  (точки пересечения экспериментальной кривой  $Z$  оси  $R$ ), и определяют волновое сопротивление антенны.

При несимметричном расположении кривой  $Z$  относительно оси  $R$  величины  $R_{A1}$  и  $R_{A2}$  определяются соответствующим построением вспомогательной оси  $R$ , относительно которой кривая  $Z$  будет симметрична.

Если предположить, что волновое сопротивление спиральной линии с потерями не очень сильно отличается от волнового сопротивления линии без потерь, то основные конструктивные параметры спирального эквивалента могут быть рассчитаны с помощью формулы [123]

$$W_0 = \sqrt{\frac{0,18}{\epsilon} \ln \frac{D}{d} \frac{D}{\pi n a}}, \quad (\text{VII.5.8})$$

где  $n$  — число витков спирали на 1 см;  
 $d, D$  — диаметры спирали и экрана соответственно;

$$a = d - \delta;$$

$\delta$  — диаметр провода спирали, см.

$\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала изолятора.

При расчетах полагают  $W_A = W_0$ .

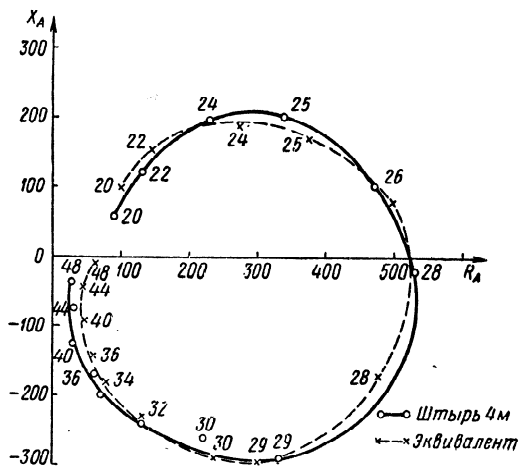


Рис. VII.5.10. Входные сопротивления штыревой антенны и ее эквивалента.

( $l_A = 4$  м;  $D = 43$  мм;  $d = 38$  мм;  $L = 4170$  мм;  $C_{из} = 6,5$  пф; изолятор из пенопласта, провод из фехраля).

Длину провода спирали  $L$  приближенно можно брать равной длине реальной антенны. При не очень малом шаге спирали, т. е. при малом  $n$ , частоты резонансов эквивалента будут близки к частотам последовательного и параллельного резонансов реальной антенны.

Погонное затухание проволоки  $\beta_{пр}$  должно имитировать погонное затухание  $\beta_A$  вибраторной антенны за счет излучения. Эта последняя величина вычисляется с помощью формулы

$$\beta_A = \frac{R_{A1}}{l_A W_A \left(1 - \frac{\sin 2\alpha l_A}{2\alpha l_A}\right)}, \quad (\text{VII.5.9})$$

где  $l_A$  — длина антенны;

$$\alpha \approx \frac{2\pi}{\lambda};$$

$R_{A1}$  — сопротивление антенны в точке последовательного резонанса (см. рис. 10).

Погонное сопротивление  $R'_{пр}$  поглощательной проволоки можно приближенно найти из формулы

$$R'_{пр} = 2W_{пр}\beta_{пр}, \quad (\text{VII.5.10})$$

считая  $\beta_{пр} = \beta_A$ .

В формуле (10)  $W_{пр}$  — волновое сопротивление линейного (не спирального) провода, из которого изготавливается спираль. Для тонкого провода  $W \cong 1000$  ом. Зная  $R'_{пр}$ , можно определить затем удельное сопротивление поглощающего сопротивления.

Необходимо отметить, что приведенный выше способ расчета, хотя и носит сугубо приближенный характер, однако выполненные с его помощью эквиваленты требуют сравнительно небольшой экспериментальной доработки.

Точный расчет эквивалента требует строгого вычисления основных параметров коаксиальной спиральной линии с потерями: волнового сопротивления и постоянной распространения  $\gamma = \alpha - i\beta$ .

Каркас 2, служащий для намотки спирали, должен быть изготовлен из материала, рассчитанного на значительный подогрев провода. Для подводимых мощностей от 100 вт и выше в диапазонах  $KB$  и  $MB$  целесообразно

применять керамику. Экран эквивалентов, рассчитанных на небольшие мощности, можно изготавливать из дюр-алюминиевых труб. При конструировании эквивалентов, рассчитанных на мощности от нескольких сотен ватт и до киловатта необходимо предусмотреть улучшение теплоотдачи путем увеличения внешней поверхности экрана, например, устройством теплоотводного радиатора и т. п. Для мощностей свыше киловатта требуется принудительное воздушное или водяное охлаждение.

Приведем в качестве примера экспериментальные данные по эквиваленту штыревой антенны высотой 4 м, установленной на крыше кузова автомобиля.

На рис. 10 в координатах  $R$ — $X$  нанесена частотная зависимость входных сопротивлений антенны  $Z_A$  и эквивалента  $Z_B$ . Кривые весьма близки друг к другу, хотя на отдельных участках общего диапазона частот (в особенности в области параллельного резонанса) заметны некоторые расхождения. При более тщательном подборе конструктивных и электрических параметров эквивалента можно получить еще большую степень приближения. Эквивалент штыревой антенны высотой 4 м, входные сопротивления которого приведены на рис. 10, имел общую длину провода  $L=4170$  мм, диаметры экрана и спирали соответственно  $D_{\text{экр}}=43$  мм,  $d=38$  мм. Параллельно входу эквивалента был включен конденсатор 6,5 пф, который имитировал емкость изолятора антенны.

Следует подчеркнуть, что точность имитации сопротивлений зависит не только от точности выполнения самого эквивалента, но и от точности воспроизведения электрических величин некоторых элементов, влияющих на входное сопротивление антенны (емкость изолятора, трансформация сопротивления  $Z_A$  соединительным проводником и т. п.).

По условиям работы приземные и подземные антенны во многом отличаются от уединенных антенн, процесс излучения которых непосредственным образом не связан с землей. Электрические параметры грунта, над которым (или в котором) размещаются приземные (подземные) антенны, как показано в предыдущих главах, во многом определяют их электрические характеристики. По этой причине экспериментальное исследование рассматриваемых антенн, которому посвящен излагаемый ниже материал, с необходимостью требует знания реальных электрических параметров почв (грунтов). В предлагаемой главе описываются методы измерений электрических параметров немагнитных почв. Наряду с этим глава посвящена также описанию методов измерения входных сопротивлений антенн и их коэффициентов усиления. Определение этих величин путем измерения является основой экспериментального исследования антенн.

В главе также рассмотрен важный для экспериментальных исследований вопрос о моделировании приземных и подземных антенн. Показаны теоретические основы моделирования электрических параметров сред, а также указаны способы замены реальных сред моделирующими средами.

Сам по себе материал этой главы не может заменить известные курсы антенных измерений. Тем не менее здесь излагаются некоторые методы измерений, которые не нашли пока отражения в литературе.

### VIII.1. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЧВЫ

Как уже указывалось, параметры почвы  $\sigma_2$  и  $\epsilon_2$  оказывают заметное влияние на электрические характеристики приземных и, тем более, подземных антенн. Соответственно в литературе мы сталкиваемся с обилием материалов, касающихся этих параметров и отличающихся большим разнообразием, а подчас и противоречивостью. Указанное разнообразие объясняется в основном сложностью и неоднородностью структуры поверхностного слоя почвы. Однако немаловажную роль играют и методы измерения проводимости почвы и ее диэлектрической постоянной, что будет показано далее.

Кроме того, с точки зрения влияния на характеристики антенных устройств, параметры почвы оказываются зависящими от частоты и имеющими определенный сезонный ход. Дело в том, что наибольшей проводимостью обладает обычно самый верхний слой почвы, а ниже лежат менее проводящие слои. Следовательно, на высоких частотах, когда глубина проникновения радиоволн в глубь земли невелика, основную роль играет верхний слой. С понижением частоты в процесс формирования электрических характеристик антенны вовлекаются нижние слои с меньшей проводимостью. Следовательно, если мы будем рассматривать землю как однородную среду с некоторыми эквивалентными параметрами; то эквивалентное значение проводимости будет, как правило, убывать с уменьшением частоты.

Упомянутая ранее сезонная зависимость связана с изменением агрегатного состояния верхнего слоя почвы, приводящим к заметным колебаниям значений его проводимости.

Рассмотрим основные методы измерения параметров почвы и оценим, в какой мере получаемые с их помощью результаты могут быть использованы в антенных расчетах.

#### Метод проб или образцов [124—131]

Метод заключается в определении входного сопротивления воздушного конденсатора  $Z=R-iX$  при заполнении пространства между пластинами образцом почвы, взятым с той или иной глубины. Значения  $R$

и  $X$  могут быть однозначно связаны со значениями  $\sigma_2$  и  $\epsilon_2$  испытуемого образца. Наряду с плоскими конденсаторами находят применение также цилиндрические и

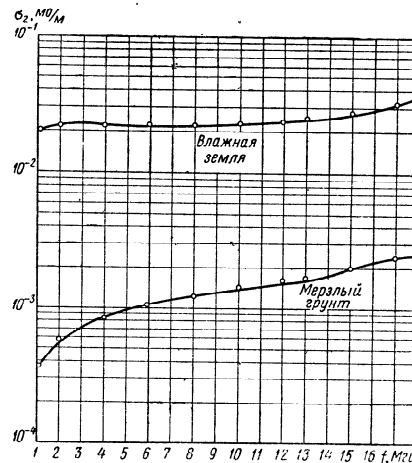


Рис. VIII.1.1. Частотная зависимость проводимости влажной и мерзлой почв (эксперимент по методу образцов).

сферические конденсаторы, что позволяет уменьшить погрешности измерений, вносимые краевым эффектом.

Расчетные формулы имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_2 &= 60\lambda Q \frac{X}{R^2 + X^2}, \\ \sigma_2 &= Q \frac{R}{R^2 + X^2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.1})$$

Здесь  $Q = \frac{d}{s}$ ;  $\frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi l}$ ;  $\frac{r_2 - r_1}{4\pi r_2 r_1}$  соответственно для плоского, цилиндрического и сферического конденсаторов;

$d$  — расстояние между пластинами;

$s$  — площадь пластин;

$l$  — длина конденсатора;

$r_2$  и  $r_1$  — радиусы внешней и внутренней поверхностей;

$\lambda$  — длина волны.



Применение сферических конденсаторов практически устраняет влияние краевого эффекта. Правда, при этом в большей степени сказывается присущий рассматриваемому методу недостаток — неизбежное отличие параметров образца от параметров грунта за счет изменения его плотности и влажности при изъятии из почвы и размещении в конденсаторе.

Однако даже при условии, что указанные погрешности сведены к минимуму, мы должны критически относиться к данным измерений, поскольку они не учитывают неоднородности структуры почвы. Эти данные смело можно использовать при исследовании распределения тока и входного сопротивления подземных вибраторов, размещенных на той глубине, с которой был взят образец.

Если же характеристики антенны связаны с параметрами почвы на больших участках, то желательна дополнительная оценка степени ее однородности по вертикали и горизонтали. Пример измерений  $\sigma_2$  мерзлой и влажной почв приведен на рис. 1.

#### Метод закрытых линий [132—138]

Если однопроводную или двухпроводную линию из голого медного провода разместить параллельно поверхности земли на глубине 30—50 см и подключить ее к ВЧ генератору, то при достаточной длине линии вдоль нее устанавливается режим бегущей волны с экспоненциальным спаданием амплитуды тока. Снимая распределение тока с помощью ряда выведенных наружу индикаторных отводов, слабо связанных с линией, можно оценить коэффициент затухания волны, который зависит от параметров почвы

$$\beta = - \frac{\ln I(x_2)/I(x_1)}{x_2 - x_1}. \quad (\text{VIII.1.2})$$

Здесь  $x_1$  и  $x_2$  — расстояние от начала линии до отводов. В то же время  $\beta$  связано с параметрами почвы соотношением

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{V}{2} \frac{\epsilon_2^2 + (60\lambda\sigma_2)^2 - \epsilon_2}{2}}. \quad (\text{VIII.1.3})$$

Измерив значения  $\beta_1$  и  $\beta_2$  для двух длин волн ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) можно определить раздельно  $\epsilon_2$  и  $\sigma_2$  по формулам

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_2 &= \frac{\beta_1^4 \lambda_1^2 - \beta_2^4 \lambda_2^2}{4\pi^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)}, \\ \sigma_2 &= \frac{\beta_1 \beta_2}{120\pi^2} \sqrt{\frac{\beta_1^2 \lambda_1^2 - \beta_2^2 \lambda_2^2}{\beta_2^2 - \beta_1^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.4})$$

Достоинством метода является усреднение параметров почвы по длине линии. Однако процесс измерений с внесением минимальных искажений в распределение тока за счет индикаторных отводов достаточно сложен. В отношении учета слоистости почвы этот метод практически не отличается от предыдущего.

#### Метод трасс

Этот метод является одним из наиболее старых [139] и распространенных. Заключается он в сравнении экспериментально снятой зависимости напряженности поля земной волны передатчика от расстояния до него с теоретическими зависимостями, построенными по известной формуле функции ослабления для различных значений параметров почвы. Таким образом проводился ряд измерений в Англии [140] (на частоте  $f=0,82$  Мгц были получены значения  $\sigma_2=0,33 \div 1,1 \cdot 10^{-2}$  м/м). Тем же методом была составлена весьма подробная карта проводимости почвы США [141, 142], для чего была использована обширная сеть радиовещательных станций (выше 600). В результате измерений по нескольким трассам, исходящим от каждой из станций, были получены значения  $\sigma_2=5 \cdot 10^{-4} \div 4 \cdot 10^{-2}$  м/м для частот  $f=0,5 \div 1,6$  Мгц. Аналогично была построена карта проводимости почв Италии [143] ( $\sigma_2=3 \cdot 10^{-4} \div 10^{-1}$ ). Ряд измерений проводился в Австралии [144] и в Канаде [145].

Рассматриваемый метод позволяет определить значения  $\epsilon_2$  и  $\sigma_2$  с учетом структуры верхних слоев почвы, однако при использовании его следует иметь в виду ряд осложняющих обстоятельств. С одной стороны, для получения более подробной экспериментальной кривой изменения поля целесообразно производить измерения вдоль достаточно длинной трассы и возможно чаще.

С другой стороны, при удлинении трассы увеличится вероятность изменения параметров почвы вдоль трассы, что сделает экспериментальную кривую песовместимой ни с одной из теоретических кривых, предполагающих неизменность этих параметров. Надо еще учесть, что на изменение поля с расстоянием оказывают влияние рельеф и местные предметы. В результате измеренные таким образом значения  $\epsilon_2$  и  $\sigma_2$  могут рассматриваться при проведении антенных расчетов лишь в качестве ориентировочных.

### Поляризационный метод

Как показано в гл. I, распространяющаяся вдоль поверхности земли электромагнитная волна оказывается эллиптически поляризованной, причем отношение полуосей эллипса и наклон его большой оси однозначно связаны с параметрами почвы. Это обстоятельство было использовано рядом авторов для разработки на его основе методики измерения этих параметров [146—150]. Для вычисления  $\epsilon$  и  $\sigma$  можно воспользоваться формулами (1.2.25) — (1.2.27). При  $60 \lambda \sigma \gg \epsilon$  измерительное устройство может, в частности, представлять собой вращающийся в вертикальной плоскости симметричный диполь, снабженный лимбом для отсчета углов и подключенный к измерительному приемнику. Поле в месте измерений должно создаваться передатчиком, расположенным на удалении более 1—2 $\lambda$  и работающим на штатную антенну.

Рассматриваемый метод в принципе обеспечивает измерение именно тех значений  $\epsilon_2$  и  $\sigma_2$ , усредненных по горизонтали и вертикали, которые должны входить в расчеты электрических характеристик антенн. Однако реализация этого метода встречает ряд затруднений. При проведении измерений на коротких и средних волнах, особенно в случае хорошо проводящих почв, возможны заметные погрешности в определении весьма малого наклона большой оси эллипса. Указанные погрешности увеличиваются на неровной местности. В связи с этим определенные преимущества имеет оценка параметров почвы по отношению длин полуосей эллипса поляризации. Правда, и здесь не обходится без трудностей, которые имеют место при измерении сильно

разнящихся значений напряженностей поля, соответствующих полуосям.

Однако перечисленные недостатки метода преодолимы и не меняют высказанного выше положительного отношения к нему.

### Метод зондирования [153]

Для измерений можно также использовать зависимость спада поля при проникновении в землю от параметров почвы (см. § 1.2). Естественно, что этот метод требует наличия скважин (колодцев), в которые опускается измерительная аппаратура, фиксирующая изменение напряженности поля какой-либо наружной станции интересующего нас диапазона. Полученные экспериментальные значения  $E(h_2)$  и  $E(h_1)$  для различных глубин  $h_2$  и  $h_1$  позволяют оценить затухание волны в почве

$$\beta = \frac{-\ln E(h_2)/E(h_1)}{h_2 - h_1}, \quad (\text{VIII.1.5})$$

что затем дает возможность определить параметры почвы с помощью формул (4). Следует ожидать, что результаты измерений методами Г и Д должны мало отличаться друг от друга, и метод зондирования имеет все права гражданства. Именно этот метод был весьма плодотворно использован В. Е. Кашпровским [151, 152], которому удалось с привлечением большого числа радиолюбителей составить достаточно подробную карту проводимостей почв СССР, которая приведена на рис. 2.

Можно было бы рассмотреть еще ряд методов измерений  $\epsilon_2$  и  $\sigma_2$  (радиоволновое просвечивание, оценка электрических характеристик стандартных приземных антенн и т. д.), однако они в той или иной степени смыкаются с рассмотренными выше.

Если антенна предназначена для работы в различных почвенных условиях, что является характерным применительно к мобильным средствам радиосвязи, необходимо знать пределы, в которых при этом могут изменяться ее электрические характеристики. Поэтому в литературе подчас указанные характеристики приво-

дятся для «сухой» и «влажной» почв (точнее, следовало бы говорить о менее и более проводящих почвах), причем параметры этих почв —  $\epsilon_2$  и  $\sigma_2$  выбираются достаточно произвольно. В то же время статистический анализ данных почвенной карты США показывает, что для частот порядка 1 Мгц в 50% случаев  $\sigma_2 = 7 \cdot 10^{-3}$  мс/м, а в 1–2% случаев  $\sigma_2 = 10^{-3}$  мс/м и  $\sigma_2 = 4 \cdot 10^{-2}$  мс/м.

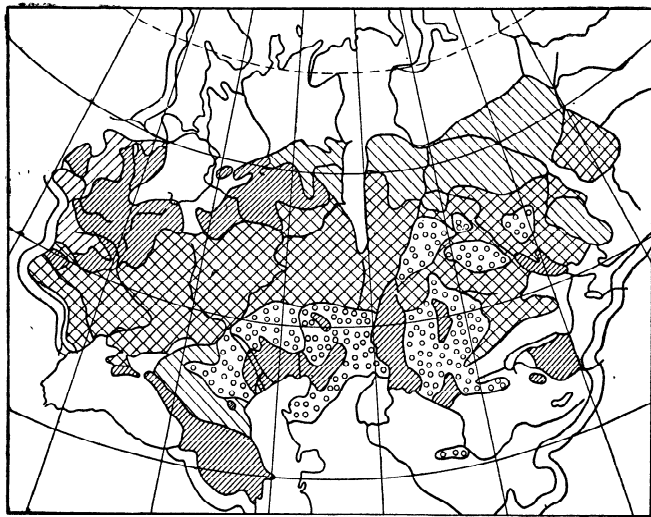


Рис. VIII.1.2. Карта проводимостей почв Европейской части СССР по Кашпровскому.

песок 15—20 ммо/м; подзол 30—40 ммо/м; чернозем 45 ммо/м; чернозем, болота 65 ммо/м; солончаки 70—90 ммо/м.

Близки к этому значения, приведенные на почвенной карте СССР. В ту же вилку укладывается подавляющее большинство результатов измерений в различных странах. Имея в виду упоминавшееся выше увеличение эквивалентной проводимости почвы с повышением частоты, мы для рассматриваемого диапазона частот, как правило, оценивали параметры антенн для трех типов почв:

слабо проводящей («сухая») с  $\sigma_2 = 10^{-3}$  мс/м, средней проводимости с  $\sigma_2 = 10^{-2}$  мс/м, хорошо проводящей («влажная») с  $\sigma_2 = 10^{-1}$  мс/м.

Сезонная зависимость, по-видимому, не должна заметно расширить предлагаемые пределы изменения проводимости почвы, поскольку исходные экспериментальные данные были получены в различное время года. Однако для конкретных условий размещения антенны с этой зависимостью необходимо считаться. При оценке характера сезонных изменений  $\sigma_2$  оказываются полезными результаты круглогодичных измерений сопротивлений заземлений, выполненных различными организациями. Такие данные можно найти, в частности, у Вайнера [154], где собраны результаты измерений для различных почв и различной глубины заложения заземлителей  $h$ . Они показывают, что для  $h < 1$  м изменения  $R$  от среднего значения (пропорциональные изменению  $\sigma_2$ ) составляют 1,3—3,5. На большей глубине эти изменения, как и следовало ожидать, уменьшаются. Аналогичные данные получены Техасской экспериментальной станцией и английской Национальной физической лабораторией. Они приведены в таблице значений  $R_{\max}/R_{\min}$  для различных сезонов.

$h, м$	0,3	0,6	1,0	1,5	1,8	3,0
Техас . . . . .	7,7	5,0	3,5	2,4	2,1	—
Англия . . . . .	3,5	2,5	1,7	—	1,2	1,1

Естественно, что с укорочением волны и увеличением роли верхних слоев почвы будет иметь место расширение пределов сезонных изменений проводимости почвы. Таким образом, на УКВ мы должны столкнуться со значениями  $\sigma_{\max}/\sigma_{\min}$  порядка 5—10. Хорошим подтверждением сказанному служат результаты сезонных измерений коэффициента усиления антенны ПБ (рис. IV.2.3). Действительно, в зависимости от состояния почвы мы наблюдаем колебания эффективности антенны, соответствующие изменению эквивалентной проводимости почвы в 12—15 раз, т. е. в 3,5—4 раза от среднего значения.

## VIII.2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВХОДНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ АНТЕНН

В этой книге уже не раз отмечалась важная роль экспериментального определения входных сопротивлений антенн. Знание входного сопротивления  $Z_A$  позволяет произвести расчет основных параметров антенн и решить сложные инженерные задачи, связанные с их питанием. Для приземных и подземных антенн входное сопротивление, образно говоря, является их зеркалом. Земля оказывает существенное влияние на величину  $R_A$  и, следовательно, на энергетику антенны в целом. При разработке конкретных антенн, когда перед инженером стоит сложная задача создания устройства возможно меньших габаритов, но обладающего требуемой эффективностью, именно измерение входных сопротивлений часто открывает пути в поиске приемлемого решения.

В настоящее время в технической литературе содержатся многочисленные описания измерительных приборов и общих методов измерений импедансов. По этой причине мы не будем останавливаться здесь на описании конкретных приборов, выпускаемых промышленностью для этих целей, а также общих методов измерений. Вместе с тем в литературе почти отсутствует описание методик измерений входных сопротивлений приземных и подземных антенн, определенных тонкостей в этих измерениях, тех, иногда простейших, приемов, которые вырабатываются только в результате опыта и которые позволяют проводить измерения с высокой точностью. Кроме того, в литературе отсутствует также описание методов измерений входных сопротивлений антенн, которые строятся на применении простейших приборов, или приборов, которые обычно не предназначаются для измерений с антеннами. Этим важным для практики вопросам и посвящен настоящий параграф.

Основная особенность измерений входных сопротивлений излучающих систем по сравнению с измерениями импедансов неизлучающих устройств  $L$ ,  $C$ ,  $R$  состоит в том, что измерительный прибор находится в поле, излученном антенной. Более того, сам измерительный прибор становится элементом излучающей системы. Это,

с одной стороны, может привести к погрешности за счет прямого воздействия поля на измерительный прибор, а с другой — к погрешностям за счет включения массы прибора (а иногда оператора) в излучающую систему. Первая опасность обычно легко устраняется и мы не будем на ней останавливаться, вторая же является основным источником погрешностей. Обратимся к примеру. При измерении входного сопротивления какой-либо несимметричной антенны, имеющей вполне определенную «противовесную» часть (лучевой противовес, корпус автомобиля, радиостанции и т. п.), часто можно впасть в ошибку, применив прибор, питаемый от сети промышленного тока.

Суть ошибки состоит в том, что, подключив прибор к антенне, мы тем самым изменяем входное сопротивление противовесной части, так как параллельно ей подключается сопротивление сетевых проводов по высокой частоте. Таким образом, в суммарное сопротивление антенны, которое в нормальных условиях состоит из собственно сопротивления антенны и сопротивления противовесной части, включаются также сопротивление сетевых проводов. Последнее обстоятельство приводит, как правило, к серьезнейшим ошибкам при измерениях. Следует отметить, что измерение сопротивлений симметричных антенн приборами с сетевым питанием также может привести к погрешностям, если антенна не вполне симметрична. Сетевые провода здесь искажают величину сопротивления по одностактной волне тока.

Заметные ошибки наблюдаются при измерении входного сопротивления антенны, установленной на радиостанции, когда радиостанция заменяется прибором, имеющим значительно большие габариты, чем габариты радиостанции. Замена противовесной части антенны (в особенности, если радиостанция размещена на земле) приводит к искажению величины  $Z_A$  по сравнению с реальным случаем. Недопустимо также измерение входных сопротивлений несимметричных приземных антенн с использованием высокочастотного кабеля, если этот кабель в реальных условиях не применяется.

В инженерной практике могут встретиться весьма сложные случаи измерений сопротивлений. Так, например, измерение штыревой антенны, установленной на переносной радиостанции небольших размеров, которая,

в свою очередь, размещалась на спине радиста, было сопряжено с необходимостью применения целого ряда ухищрений, устраняющих влияние второго оператора, производящего измерение. Здесь, естественно, не могут быть применены типовые измерительные приборы (в особенности с сетевым питанием). В этих сложных случаях приходится прибегать к таким методам измерений, которые практически не изменяют реальные условия работы антенны.

В качестве общей рекомендации следует отметить целесообразность применения измерительных приборов с автономным питанием. Такого рода приборы позволяют избавиться от необходимости подключения к сети промышленного тока.

Приборы с автономным питанием позволяют вести измерения с антеннами, расположенными на различных средствах транспорта без применения заземлений, т. е. в условиях, соответствующих режиму работы антенны при движении.

При проведении измерений входных сопротивлений антенн необходимо помнить о том, что «небольшие» по длине дополнительные соединительные провода или отрезки высокочастотных кабелей в определенных условиях могут в сильной степени трансформировать входное сопротивление антенны, исказив его истинную величину. Такого рода ошибки в особенности часто наблюдаются при измерении на участке диапазона частот, где антенна имеет параллельный резонанс.

При измерении антенны реальных радиоустройств необходимо также иметь в виду, что полученная в результате измерений картина входных сопротивлений в большинстве случаев не соответствует истинному входному сопротивлению антенны вследствие шунтирующего действия емкости изолятора, на котором она установлена. Истинное сопротивление антенны можно определить пересчетом, учитывая емкость изолятора (см. приложение 4), которая должна быть предварительно измерена.

Перейдем к краткому описанию методов измерения входных сопротивлений антенн. Это описание не претендует на полноту охвата всех возможных методов измерений, так как сюда включены наиболее простые из них, не требующие применения редких приборов.

## Метод добавочных сопротивлений

Этот метод является одним из самых простых. Схема измерений (рис. 1, а, б) состоит из последовательного контура  $L, C$ , катушки связи  $L_{св}$ , клемм для подключения измеряемого сопротивления  $Z_A$ , шунтирующей перемычки  $\Pi_1$  и набора добавочных сопротивлений  $R_d$ , которые включаются переключателем  $\Pi_2$ . Добавочные сопротивления должны сохранять свои номиналы во всем рабочем диапазоне частот схемы. Измерительный контур слабо связывается с генератором сигналов необходимого диапазона частот таким образом, чтобы различного рода переключения в контуре не оказывали обратной реакции на генератор.

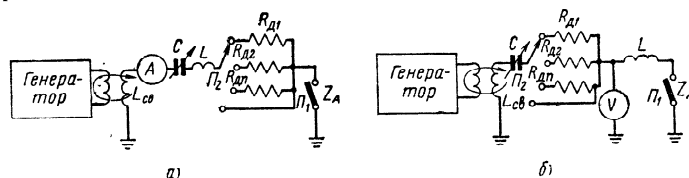


Рис. VIII.2.1. Схема для измерений входных сопротивлений антенн методом добавочных сопротивлений.

В качестве основного измерительного прибора в данном методе используется либо амперметр (миллиамперметр), либо ламповый вольтметр. На рис. 1 приведены оба варианта включения измерительных приборов. В диапазоне СВ и КВ применяют в одинаковой степени и амперметры, и вольтметры. В диапазоне МВ предпочтение следует отдать ламповым вольтметрам, так как частотные погрешности их обычно меньше, чем у амперметров.

Величины индуктивности  $L$  и конденсатора  $C$  выбираются такими, чтобы обеспечить настройку контура в резонанс с учетом последовательно включенного сопротивления  $Z_A$  и сопротивления катушки связи  $L_{св}$ . Лимб конденсатора  $C$  должен быть тщательно проградуирован в величинах емкостей. Если позволяют условия, то весьма ценным является применение «нониусного» конденсатора.

Измерение  $R_A$  основано на определении тока (напряжений) в момент резонанса контура при отключенном и включенном добавочном сопротивлении. Реактивная составляющая  $X_A$  определяется по величинам емкостей  $C$  при отключенной и включенной антенне.

В начале измерений необходимо определить собственное сопротивление потерь контура  $R_{\Pi}$ , для чего контур сначала настраивают в резонанс при зашунтированной антенне и  $R_{\Pi} = 0$  и отсчитывают значение тока  $I_{01}$  (напряжения  $U_{01}$ ). Затем включают добавочное сопротивление и отсчитывают вновь ток  $I_{02}$  (напряжение  $U_{02}$ ).

Тогда

$$R_{\Pi} = \frac{R_{\Pi}}{\alpha_0 - 1}, \quad (\text{VIII.2.1})$$

где  $\alpha_0 = \frac{I_{01}}{I_{02}}$  (схема а);

$$\alpha_0 = \frac{U_{01}}{U_{02}} \text{ (схема б).}$$

При измерении  $R_{\Pi}$  в момент резонанса отсчитывается также емкость конденсатора  $C_0$ .

Определив  $R_{\Pi}$ , включают антенну и настраивают контур в резонанс сначала без добавочного сопротивления (отсчет  $I_1$  или  $U_1$ ), а затем с добавочным сопротивлением (отсчет  $I_2$  или  $U_2$ ). При этом отмечается величина емкости  $C$ . Сопротивления  $R_A$  и  $X_A$  вычисляются по формулам:

$$R_A = \frac{R_{\Pi}}{\alpha - 1} - R_{\Pi}, \quad (\text{VIII.2.2})$$

где  $\alpha = \frac{I_1}{I_2}$  (схема а);

$$\alpha = \frac{U_1}{U_2} \text{ (схема б);}$$

$$X_A = \frac{159 \cdot 10^3}{f_{\text{МГц}} \Delta C_{\text{пФ}}}, \text{ Ом,} \quad (\text{VIII.2.3})$$

$$\Delta C = C_0 - C. \quad (\text{VIII.2.4})$$

Наилучшая точность измерений достигается при таком выборе  $R_{\Pi}$ , какое обеспечивает соотношение

$$I_2 \approx \frac{1}{2} I_1 \left( U_2 \approx \frac{1}{2} U_1 \right).$$

Хотя метод добавочных сопротивлений обычно уступает по точности другим методам, он все-таки обладает одним достоинством, которое делает его иногда незаменимым: метод позволяет производить измерения на больших уровнях мощности. Очень часто при этом в качестве измерительного контура можно использовать антенный контур той радиостанции, к которой подключена исследуемая антенна. Если заведомо  $R_{\Pi} \ll R_A$ , что обычно и бывает на самом деле, процесс измерений не занимает большого времени.

### Метод Q-метра

Q-метр является одним из самых распространенных измерительных приборов. Вот почему измерения входных сопротивлений антенн с его помощью нашли всеобщее признание. Кроме того, популярность этого метода определяется также высокой его точностью, а также возможностью иметь автономное питание. Как правило, аккумулятор и транзисторный преобразователь напряжения удается разместить внутри кожуха серийно выпускаемых Q-метров. Недостатками метода измерений  $Z_A$  с помощью Q-метра являются громоздкие расчеты в процессе измерений, а также затруднения при измерении симметричных антенн. Ввиду того что Q-метры обычно имеют несимметричный вход, приходится применять симметрирующие устройства (см. § VI.6) с известным коэффициентом трансформации сопротивлений. Потери в этих устройствах приводят к некоторым погрешностям при измерениях, которые, однако, при необходимости можно исключить.

При измерениях параллельно измерительному контуру Q-метра подключается антенна. По изменению настройки контура и изменению его добротности определяют импеданс, внесенный антенной в контур, а затем и измеряемое входное сопротивление антенны. Теоретические основы этого метода столь просты, что мы не будем на них останавливаться.

Процесс измерений состоит в том, что вначале настраивается измерительный контур Q-метра в резонанс и отсчитываются емкость контура  $C_1$  и его добротность  $Q_1$ . Затем к высокопотенциальной клемме Q-метра подключается антенна, а к корпусу Q-метра — ее противо-

вес. Контур вновь настраивается, после чего вновь отсчитывается добротность контура  $Q_2$  и его емкость  $C_2$ . Очень часто антенна так сильно шунтирует измерительный контур Q-метра, что отсчет  $Q_2$  невозможен. В этом случае антенну подключают к Q-метру через калиброванную дополнительную емкость  $C_d$ . Величина ее подбирается такой, чтобы  $Q_2$  была возможно меньшей, но еще достаточно точно отсчитываемой величиной. Расчетные формулы для вычисления искомых сопротивлений имеют вид

$$R_A = \frac{R'}{1 + \left(\frac{R'}{X_{\Delta C}}\right)^2}, \quad (\text{VIII.2.5})$$

$$X_A = -\frac{X_{\Delta C}}{1 + \left(\frac{X_{\Delta C}}{R'}\right)^2} + X_d, \quad (\text{VIII.2.6})$$

где  $R' = \frac{Q_1 Q_2}{Q_1 - Q_2} X_{C1}$        $X_d = \frac{159 \cdot 10^3}{f_{Mгц} C_{d, нф}} \text{ Ом},$   
 $X_{\Delta C} = \frac{159 \cdot 10^3}{f_{Mгц} \Delta C_{нф}} \text{ Ом},$        $X_{C1} = \frac{159 \cdot 10^3}{f_{Mгц} C_{1, нф}} \text{ Ом},$   
 $\Delta C = C_1 - C_2.$

Знак реактивного сопротивления  $X_A$  в (6) получается автоматически, если в формулу подставлять модули сопротивлений. Как показывает опыт, с помощью Q-

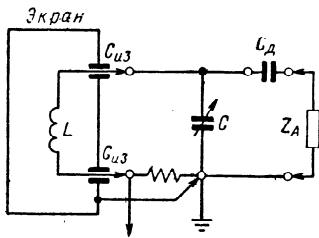


Рис. VIII.2.2. Схема резонансной системы Q-метра.

метра можно производить измерения вплоть до 70—80 Мгц. При этом в диапазоне ДВ, СВ и КВ погрешность при тщательных измерениях не превышает 5—7%.

На частотах свыше 20 Мгц погрешности возрастают, однако учет некоторых факторов позволяет их существенно уменьшить. При измерениях на частотах свыше 20 Мгц необходимо учесть емкость проходных изоляторов  $C_{из}$  типовой катушки индуктивности измерительного контура. На рис. 2 при-

ведена схема измерительного контура Q-метра. Как показывают измерения, емкость изоляторов катушек, передаваемых Q-метру, составляет несколько пикофард ( $\sim 2,5 \text{ пф}$ ). Для повышения точности измерений ее необходимо суммировать с основной емкостью измерительного контура.

Тщательная выверка основного конденсатора и в особенности конденсатора-нониуса с помощью образцового измерителя емкостей также необходима для повышения точности измерений.

Проверке подлежит также градуировка лампового вольтметра (шкала «Q»), и масштабного прибора (шкала «множитель Q»). Проверка производится с помощью образцового лампового вольтметра путем определения Q по полосе пропускания измерительного контура методом его расстройки.

На точность измерения влияет также точность установки частоты генератора Q-метра. Погрешности, обусловленные этим фактором, можно устранить калибровкой генератора по образцовому эталону частоты.

К числу серьезных недостатков метода Q-метра относится малая селективность измерительного контура прибора и наблюдаемые по этой причине помехи при измерениях, создаваемые мощными радиостанциями. Эти помехи, как правило, наблюдаются при измерениях  $Z_A$  развитых антенных систем диапазонов ДВ и СВ.

### Мостовые методы

Мостовые методы измерений комплексных сопротивлений двухполюсников широко применяются в наиболее распространенных современных специализированных приборах для измерения входных сопротивлений антенн. Почти все приборы этого класса имеют весьма существенное преимущество перед приборами, основанными на других принципах, состоящее в возможности непосредственного отсчета компонент входных сопротивлений или входных проводимостей антенн без каких-либо расчетов. Мостовые приборы позволяют измерять  $Z_A$  как несимметричных, так и симметричных антенн.

Сами по себе современные мостовые приборы обладают высокой степенью точности, однако этот факт еще не означает достижения высокой точности при проведе-

нии измерений антенн в реальных условиях. Вот почему соблюдение определенных правил при измерении, на которых мы остановили внимание читателя в самом начале настоящего параграфа, обязательно и при использовании приборов высокого класса. Еще раз следует обратить внимание операторов на недопустимость измерений несимметричных антенн приборами, измерительный генератор и детектор которых питается от сети промышленного тока. К сожалению, все отечественные и иностранные мостиковые приборы снабжаются именно такими генераторами и детекторами.

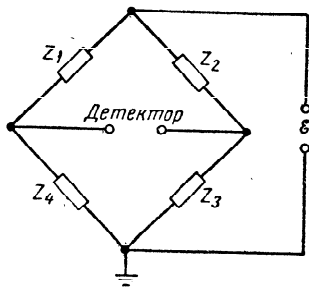


Рис. VIII.23. Принципиальная схема разбалансированного высокочастотного моста.

тальный генератор и детектор которых питается от сети промышленного тока. К сожалению, все отечественные и иностранные мостиковые приборы снабжаются именно такими генераторами и детекторами.

На описании конкретных приборов, выпускаемых промышленностью, мы здесь останавливаться не будем, так как в справочной литературе, а также в проспектах все

необходимые данные имеются. Ниже мы остановимся лишь на одном варианте мостиковой схемы, который содержит в себе совершенно неожиданную аналогию с длинными линиями.

Речь идет о несбалансированном мосте (рис. 3), схема которого обладает одним важным свойством. Пусть генератор высокочастотного напряжения, включенный в несимметричную относительно земли диагональ, имеет весьма малый внутренний импеданс, а входное сопротивление детектора, включенного в симметричную диагональ, весьма велико. В этом случае напряжение в симметричной диагонали выразится как

$$U = \mathcal{E} \frac{Z_1 Z_3 - Z_2 Z_4}{(Z_1 + Z_2)(Z_3 + Z_4)}. \quad (\text{VIII.2.7})$$

Положим

$$Z_1 = Z_2 = Z_4 = R, \quad Z_3 = R_3 + iX_3,$$

тогда модуль напряжения в диагонали моста

$$|U| = 0,5 |\mathcal{E}| \left| \frac{Z_3 - R}{Z_3 + R} \right|. \quad (\text{VIII.2.8})$$

Легко заметить аналогию между этой формулой и выражением для коэффициента отражения  $R$  в некоторой длинной линии с волновым сопротивлением  $W$  и комплексной нагрузкой  $Z$ :

$$p = \frac{Z - W}{Z + W}. \quad (\text{VIII.2.9})$$

Если теперь считать сопротивление  $Z_3$  сопротивлением нагрузки  $Z$ , а активное сопротивление  $R$  мостика выбрать равным какому-то номиналу волнового сопротивления длинной линии, т. е.  $R = W$ , то формула (8) примет вид

$$|U| = 0,5 |\mathcal{E}| \left| \frac{Z - W}{Z + W} \right| = 0,5 |\mathcal{E}| |p|. \quad (\text{VIII.2.10})$$

Иными словами, мостиковая схема в данном случае имитирует некоторую длинную линию, так как при указанном выборе импедансов плеч напряжение симметричной диагонали будет пропорционально коэффициенту отражения нагрузки  $Z$  по отношению к волновому сопротивлению  $W$  имитируемой линии.

Это свойство неуравновешенного моста, подмеченное одним из авторов этой книги в 1952 г., позволило создать ряд весьма простых устройств, нашедших применение в качестве индикаторов согласования, а также измерителей КБВ и даже сопротивлений [155] в диапазоне КВ и МВ.

При измерениях коэффициента отражения или коэффициента бегущей волны индикатор прибора непосредственно градуируется в величинах модуля коэффициента отражения  $p$  или с помощью формулы

$$k = \frac{1 - |p|}{1 + |p|} \quad (\text{VIII.2.11})$$

в величинах КБВ. Прибор в этом случае требует предварительной установки заданного уровня выходного напряжения генератора. В процессе измерений этот уровень должен поддерживаться постоянным.

При использовании прибора в качестве индикатора согласования входного сопротивления антенны с волновым сопротивлением питающего фидера его включе-



ние производится по схеме рис. 4. Изменяя параметры согласующего устройства, можно добиться минимума показания выходного прибора детектора, что свидетельствует о трансформации входного сопротивления антенны к заданной величине волнового сопротивления питающего фидера.

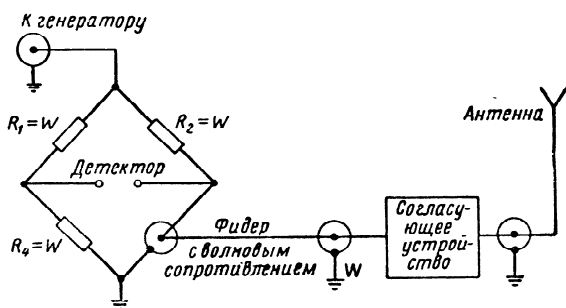


Рис. VIII.2.4. Мостовая схема индикатора согласования.

Легко показать, что чисто активным должно быть лишь компенсационное плечо. В остальные два плеча (не считая  $Z_3$ ) могут быть включены и комплексные, но обязательно равные друг другу, сопротивления.

Диапазон рабочих частот рассматриваемой схемы определяется степенью сохранения симметрии моста, а также частотными свойствами сопротивлений, включаемых в плечи схемы. Как правило, весьма легко можно осуществить схемы, работающие в коротковолновом и метровом диапазонах волн. При специальном конструктивном исполнении возможно также применение моста и на ДЦВ.

Измерение сопротивлений  $Z_x$  с помощью рассматриваемой схемы производится путем измерения коэффициента отражения относительно двух значений  $W$ . Разрешая затем систему из двух уравнений:

$$\begin{aligned} |p_1| &= \left| \frac{Z_x - W_1}{Z_x + W_1} \right|, \\ |p_2| &= \left| \frac{Z_x - W_2}{Z_x + W_2} \right|, \end{aligned} \quad (\text{VIII.2.12})$$

можно определить  $Z_x$  с точностью до знака реактивной составляющей. Двухзначность устраняется введением в плечо дополнительной реактивности известного знака. Знак определяется по изменению показаний выходного прибора детектора.

На рис. 5 изображена принципиальная схема моста для измерений входных сопротивлений. Измеряемое сопротивление 1 включается в одно из плеч моста, остальными плечами которого служат активное 2 и комплексные сопротивления 3 и 4. Напряжение высокочастотного источника 5, питающего мост, контролируется с помощью измерительного прибора 6, подключенного параллельно несимметричной диагонали. В симметричную диагональ включается детектор с выходным прибором 7, по которому производится отчет коэффициента отражения.

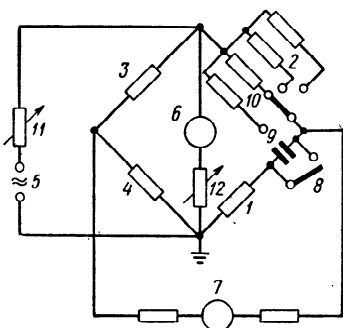


Рис. VIII.2.5. Принципиальная схема разбалансированного моста для измерения коэффициента отражения, коэффициента бегущей волны и входных сопротивлений.

Для определения знака реактивной составляющей измеряемого сопротивления последовательно с ним с помощью кнопки 8 включается конденсатор 9. По изменению показания индикатора 7 в момент включения конденсатора определяется знак реактивной составляющей измеряемого сопротивления.

Повышение точности отсчета малых коэффициентов отражения достигается применением кратного увеличения напряжения в несимметричной диагонали моста.

Увеличение напряжения достигается включением в схему двух регуляторов 11 и 12. Комплексные сопротивления 3 и 4, как отмечалось, выбираются равными (чаще всего их берут чисто активными). В компенсационное плечо включается набор сменных чисто активных сопротивлений 2, включаемых переключателем 10.

### VIII.3. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ АНТЕНН ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВОЛН

Измерение коэффициента усиления в экспериментальных исследованиях антенн пространственных волн занимает важнейшее место. Это объясняется той универсальностью, какой обладает КУ как параметр. Во многих случаях именно КУ является решающим критерием при сравнительной оценке антенн. КУ, определенный экспериментальным или расчетным путем, является также одной из базисных величин, на основе которых производится расчет линии радиосвязи или какой-либо другой радиотрассы передачи информации.

Измерение КУ заключается в сравнении полси испытываемой  $E_A$  и эталонной  $E_0$  антенн при контроле подведенных к ним мощностей. КУ затем вычисляется по формуле

$$G = \frac{E_A^2}{E_0^2} \frac{P_0}{P_A}. \quad (\text{VIII.3.1})$$

Очень часто измерение КУ в режиме передачи по целому ряду обстоятельств провести не представляется возможным. В этом случае антенны сравниваются в режиме приема при работе их обязательно на согласованные нагрузки.

Последнее условие эквивалентно нормировке подводимых мощностей при измерении КУ в режиме передачи. КУ в этом случае подсчитывается по формуле

$$G = \frac{U_A^2}{U_0^2} \Bigg|_{\substack{z_A = z_{\text{пр}}^* \\ z_0 = z_{\text{пр}}^*}}, \quad (\text{VIII.3.2})$$

где  $U_A$ ,  $U_0$  — напряжения на входе приемника при включении исследуемой и эталонной антенн соответственно;

$Z_{\text{пр}}$  — входное сопротивление приемника.

Измерение КУ антенн пространственных волн (здесь будет идти речь об антеннах диапазона КВ) связано обычно с преодолением серьезного затруднения — флюктуаций поля, обусловленных влиянием измене-

ний условий распространения радиоволн во времени. В диапазоне КВ эти изменения в основном обязаны ионосфере, которая является причиной различного рода федингов (фединги за счет многолучевости, поляризационные фединги и т. п.). Хаотическое изменение поля, излученного (или принимаемого) исследуемой и эталонной антеннами, приводит к необходимости приме-

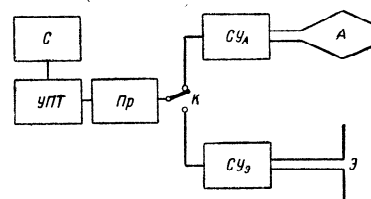


Рис. VIII.3.1. Блок-схема для измерения коэффициента усиления антенн пространственных волн прямым методом.

ния статистических методов обработки первичных данных измерений.

Ниже мы остановимся на рассмотрении двух методов измерения КУ антенн пространственных волн.

Наиболее распространенным является прямой метод сравнения эффективности антенн. Измерения осуществляются либо в режиме передачи, либо в режиме приема испытываемой и эталонной антенн. Рассмотрим последний случай. На рис. 1 приведена блок-схема измерений. Испытуемая  $A$  и эталонная  $Э$  антенны подключаются каждая к согласующему устройству соответственно  $СУ_A$  и  $СУ_0$ , которые с помощью переключателя  $K$  могут подключаться попеременно к приемнику  $Пр$ , имеющему амплитудную характеристику, близкую к линейной. К выходу приемника подключается усилитель постоянного тока УПТ, на входе которого имеется детектор звуковых частот. К выходу УПТ подключается самописец.

Приемник должен иметь дополнительный гетеродин.

Согласующие устройства трансформируют входные сопротивления антенн (сопротивления на входе фидера)

к заданному значению входного сопротивления приемника (например, 75 Ом). С помощью УПТ обеспечивается нормальный уровень на входе самописца.

При измерении коэффициента усиления в качестве эталонной антенны выбирают такую, КУ которой относительно стандартной антенны для различных направлений хорошо известен. Крайне желательно, чтобы главный максимум излучения эталонной антенны совпадал по направлению с главным максимумом испытываемой антенны. Например, при измерении КУ магистральных антенн целесообразно применять в качестве эталонной антенну, у которой главный максимум излучения направлен под относительно малым углом к горизонту. Наоборот, для антенн зенитного излучения — эталонную антенну, излучающую вверх.

Передающая радиостанция, сигналы которой используются для измерений, либо выбирается из числа имеющихся, либо устанавливается специально. Для магистральных антенн удаление радиостанции должно быть таким, чтобы ее сигнал, отраженный от ионосферы, приходил к испытываемой антенне под углом возвышения, близким углу максимального излучения (приема) испытываемой антенны.

При расчете удаления передающей радиостанции необходимо ориентироваться на какой-то определенный отражающий слой ионосферы.

При измерении КУ антенн зенитного излучения удаление передающей радиостанции должно быть лишь таким, чтобы исключить прием земной волны.

Измерение КУ антенн пространственных волн лучше всего производить в дневное время, когда уровень помех относительно мал. Впрочем, снятие частотных характеристик КУ вынуждает часто вести измерения и в ночное время. В процессе измерений необходимо обеспечить поступление с ионосферной станции оперативных данных по ионосфере.

Выше мы оперировали понятиями эталонной и стандартной антенн. Здесь понимается под эталонной любая антенна, коэффициент усиления которой расчетным или экспериментальным путем надежно определен. Эта антенна по своим характеристикам направленности должна быть близкой к испытываемой антенне, что существенно повышает точность измерений.

Под стандартными понимаются антенны, перечисленные в § 11.2. Чаще всего эту роль выполняют полуволновый вибратор или изотропный излучатель, находящийся в свободном пространстве.

Второй метод измерений отличается от первого тем, что вся измерительная передающая и приемная аппаратура размещается в одном пункте. Передатчик должен быть импульсным; лучше всего для измерений использовать передатчик ионосферной станции. Эта идея принадлежит Соболеву, Соловьеву и Громову.

При измерении КУ антенн зенитного излучения ионосферная станция осуществляет вертикальное зондирование ионосферы на заданной частоте. Прием осуществляется попеременно на испытываемую и эталонную антенны.

При измерении КУ магистральных антенн ионосферная станция осуществляет возвратно-наклонное зондирование ионосферы. Прием рассеянных сигналов осуществляется также попеременно на испытываемую и эталонную антенны.

Схема приемной части измерительного комплекса (рис. 2) была разработана Губановым В. С. Испытуемая  $A$  и эталонная  $\mathcal{E}$  антенны подключаются к симметрирующе-согласующим устройствам  $ССУ_A$  и  $ССУ_{\mathcal{E}}$ . Затем, с помощью высокочастотных фидеров антенны подключаются к электронному коммутатору  $\mathcal{E}K$ , состоящему из двух аттенюаторов  $A_A$  и  $A_{\mathcal{E}}$ , переключающих ламп  $L_A$  и  $L_{\mathcal{E}}$  и мультивибратора  $MTB$ , попеременно запирающего и отпирающего лампы. Выход электронного коммутатора подключается к катодному повторителю  $KП$  и далее посредством высокочастотного кабеля — к приемнику  $Пр$ . Выход приемника по промежуточной частоте подается на осциллограф со ждущей разверткой. Аттенюаторы электронного коммутатора имеют лимбы, проградуированные, например, в децибеллах. Катодный повторитель монтируется в одном блоке с электронным коммутатором.

Процесс измерений рассмотрим на примере измерения КУ антенн зенитного излучения. Перед измерениями с помощью ГСС и аттенюаторов производится выравнивание усиления плеч электронного коммутатора по осциллографу. Затем ко входам  $A$  и  $\mathcal{E}$  подключаются антенны и включается ионосферная станция, находящаяся

ся вблизи от места расположения антенн и коммутатора. Частоту переключений коммутатора обычно выбирают в два раза меньшей частоты следования импульсов ионосферной станции.

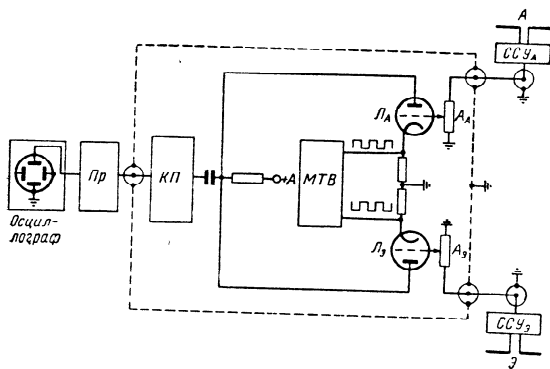


Рис. VIII.3.2. Блок-схема для измерения коэффициента усиления антенн пространственных волн с помощью ионосферной станции.

На экране осциллографа оператор увидит два отраженных от ионосферы импульса, совмещенные на временной оси, но различные по амплитуде, если антенны имеют неравные усиления. Изменяя с помощью аттенюатора затухание в одном из плеч коммутатора, оператор добивается совмещения импульсов по амплитуде. Разница в усилении антенн отсчитывается затем на лимбах аттенюаторов.

Действие импульса, приходящего по земной волне, не приводит к нежелательным явлениям, так как импульс по земной волне вследствие запаздывания отраженного от ионосферы импульса не совмещается с последним. Более того, растягиванием временной развертки импульс по земной волне можно вывести за экран осциллографа.

Описываемый метод измерений не лишен недостатков. Основной из них — трудность совмещения импульсов вследствие федингования сигнала. Особенно сложно

вести измерения при некогерентном приеме сигналов антеннами. Последнее объясняется чаще всего действием несовмещенных по времени поляризационных федингов. Для того чтобы эти фединги протекали во времени одинаково, необходимо, чтобы поляризационные оси испытываемой и эталонной антенн были ориентированы строго одинаково. Это последнее требование должно выполняться, если даже эллипсы поляризации отраженного сигнала не изменяют своего положения во времени. В противном случае может сложиться такая ситуация, при которой ось поляризации какой-либо из антенн не совпадет с большой осью эллипса поляризации отраженного сигнала, что может привести к значительным погрешностям измерений.

Опыт показывает, что измерения по методу, основанному на применении ионосферной станции и электронного коммутатора, требуют сравнительно небольшого времени и весьма удобны с организационной точки зрения. Точность измерений вполне удовлетворительна.

Необходимо отметить, что рассмотренные выше методы измерения КУ антенн пространственных волн не являются единственными. В последнее время распространение получили также методы, основанные на применении легко-подъемных средств.

#### VIII.4. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ АНТЕНН ЗЕМНЫХ ВОЛН

Как было показано в II.3, в качестве эталонной, точнее сказать, стандартной, антенны при измерении коэффициента усиления антенн земных волн удобнее всего применять малый по отношению к длине волны несимметричный вибратор без потерь. Вполне естественно, что при измерениях КУ антенн в реальных условиях изготовление такой антенны связано с значительными трудностями. Так, в диапазоне КВ потребовалось бы большую площадь земли под антенной выстлать высокопроводящим материалом (мелкой сеткой, металлическим листом и т. п.). В диапазоне СВ и, тем более, ДВ, размеры этого экрана будут еще большими.

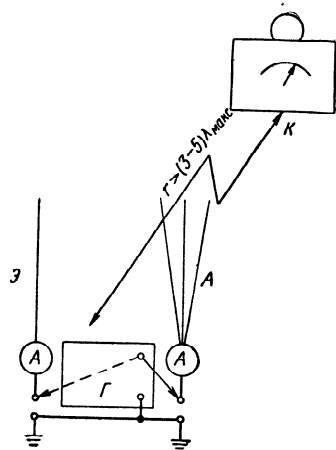


Рис. VIII.4.1. Схема для измерения коэффициента усиления антенн земных волн.

Между тем, измерение КУ можно осуществить значительно более простым способом, отличающимся надежностью получаемых данных. На рис. 1 приведена схема измерений. В качестве эталонной антенны Э применяется несимметричный вибратор, длина которого  $l_0 \ll \lambda$ . Вибратор снабжается радиальным противовесом, состоящим из 4—6 лучей. К испытуемой А и эталонной антеннам подключаются амперметры (миллиамперметры), с помощью которых измеряются токи на их входах. Для измерений необходимы также генератор сигналов соответствующего диапазона частот и мощности, а также компаратор К, показания прибора которого  $E'$  должны быть пропорциональны напряженности поля  $E$ :

$$E' = kE. \quad (\text{VIII.4.1})$$

Коэффициент пропорциональности  $k$  для данной частоты должен быть постоянной величиной. При измерении компаратор удаляется от антенн А и Э в волновую зону. Во всяком случае, необходимо, чтобы

$$r > (3 \div 5) \lambda_{\text{макс}}. \quad (\text{VIII.4.2})$$

Для антенн, горизонтальные размеры которых велики, это расстояние следует выбирать еще большим.

Измерения проводятся следующим образом. Вначале с помощью высокочастотного моста или каким-либо другим способом (см. VIII.2) снимается частотная зависимость входного сопротивления испытуемой антенны  $Z_A = R_A + iX_A$ . Затем к антеннам поочередно подключается генератор Г. При подключенном генераторе измеряются токи на входе антенн  $I_0$  и  $I_A$ . Одновременно с этим оператор, обслуживающий компаратор, отмечает его

показания  $E'_0 = kE_0$  и  $E'_A = kE_A$ . Коэффициент усиления антенны вычисляется затем по формуле

$$G = \frac{E'_A{}^2}{E'_0{}^2} \frac{P_{\Sigma 0}}{P_A}, \quad (\text{VIII.4.3})$$

где  $P_{\Sigma 0} = I_0^2 R_{\Sigma 0}$  — мощность, излучаемая эталонной антенной;

$P_A = I_A^2 R_A$  — мощность, подведенная к испытуемой антенне.

Сопротивление излучения  $R_{\Sigma 0}$  является расчетной величиной и вычисляется по формуле Рюденберга:

$$R_{\Sigma 0} \approx 1600 \left( \frac{h_d}{\lambda} \right)^2. \quad (\text{VIII.4.4})$$

При  $l \ll \lambda$  можно считать  $h_d \approx \frac{l}{2}$ .

Таким образом,

$$R_{\Sigma 0} \approx 400 \left( \frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (\text{VIII.4.5})$$

В качестве компаратора можно применять обычный приемник с измерителем выхода. В этом случае с целью устранения погрешностей, связанных с возможной нелинейностью амплитудной характеристики приемника, регулируют подведенные к антеннам мощности так, чтобы установить  $E'_0 = E'_A$ .

Тогда

$$G|_{E'_0 = E'_A} = \frac{I_0^2 R_{\Sigma 0}}{I_A^2 R_A}. \quad (\text{VIII.4.6})$$

Измерения протекают достаточно быстро, если между пунктами, где расположены антенны и компаратор, имеется надежная связь.

Изложенный выше метод с успехом можно применить и для снятия диаграмм направленности антенн земных волн. Следует отметить, что применяемый нередко метод снятия диаграмм направленности путем обхода (объезда) антенны с компаратором по окружности только тогда дает надежные результаты, когда антенна установлена на ровной площадке, свободной от каких-

либо посторонних переизлучателей (здания, трубы, мачты, лес и т. п.). Обычно такой площадкой может служить специализированный полигон, подготовленный для такого рода измерений. В обычных условиях размещения антенн (антенное поле, населенные пункты и т. п.) измерения методом обхода страдают серьезнейшими погрешностями, не говоря уже о сложности трассировки на местности точек, где проводится компарирование поля. Основные погрешности порождаются обычно особенностями рельефа местности.

Снятие диаграмм направленности путем измерений КУ антенны под разными азимутальными углами  $\varphi$ , т. е. путем определения зависимости

$$G = G(\varphi), \quad (\text{VIII.4.7})$$

свободно от влияния местности.

В самом деле, напряженности поля испытываемой и эталонной антенн в общем виде записываются как

$$E_A = B \frac{\sqrt{P_A G_A}}{r_A} Y_A, \quad (\text{VIII.4.8})$$

$$E_\varepsilon = B \frac{\sqrt{P_\varepsilon}}{r_\varepsilon} Y_\varepsilon, \quad (\text{VIII.4.9})$$

где  $B$  — размерный коэффициент;

$Y$  — множитель, характеризующий трассу антенна — компаратор;

$r$  — расстояние между антенной и компаратором.

Если антенны  $A$  и  $\varepsilon$  расположены рядом, то

$$Y_A = Y_\varepsilon,$$

$$r_A = r_\varepsilon.$$

и, следовательно, из (8), (9) имеем

$$G = \frac{E_A^2 P_\varepsilon}{E_\varepsilon^2 P_A}. \quad (\text{VIII.4.10})$$

Это выражение примечательно тем, что оно свидетельствует о независимости измеренного КУ от трассы антенна — компаратор. Кроме того, оно указывает также на отсутствие зависимости от длины трассы. Иными

словами, если измеряемая и испытываемая антенны находятся вблизи друг друга, то КУ антенны можно измерять на любой местности и в произвольных ее точках. Вряд ли после этого необходимо подчеркивать удобства рассматриваемого метода.

Нормированную диаграмму направленности  $F(\varphi)$  в масштабе напряженности поля можно построить с помощью формулы

$$F(\varphi) = \sqrt{\frac{G(\varphi)}{G_{\text{макс}}}}. \quad (\text{VIII.4.11})$$

При измерениях следует исключить взаимное влияние антенн. Если такое влияние будет отмечено, то одну из антенн во время определения  $R$ ,  $I$  и  $E'$  следует убирать.

В заключение заметим, что в качестве эталонной можно применять любую антенну земных волн, если ее коэффициент усиления относительно стандартной антенны — малого несимметричного вибратора без потерь — известен. Следует подчеркнуть, однако, что обычно КУ антенн земных волн существенно зависит от электрических параметров почвы. По этой причине КУ эталонной антенны относительно стандартной антенны должен определяться на той же почве, что и КУ испытываемой антенны. Нарушение этого простого, но иногда трудно выполнимого правила, приводит к значительным погрешностям. Это, собственно, хорошо видно из сопоставления теоретически вычисленных КУ несимметричных антенн для различных почв (см. гл. VII).

## VIII.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Экспериментальные исследования, проводимые с реальными антеннами, оказывают значительную помощь при изучении и усовершенствовании антенных устройств. Однако подчас, особенно применительно к случаю сложных антенных систем, затруднительно для проверки того или иного частного электрического или конструктивного решения воспроизводить всю систему в целом.

Кроме того, при исследовании реальной антенны обычно не представляется возможности проследить поведение электрических параметров антенны в случае

изменения размеров или конфигурации отдельных ее элементов, что весьма желательно.

Существенную пользу при исследовании и разработке новых типов антенн может принести и приносит метод моделирования.

В основе этого метода лежит принцип электродинамического подобия, который для случая размещения антенны в воздухе над идеально проводящей плоскостью имеет весьма простую формулировку: «Если одновременно и в равной степени уменьшить линейные размеры антенны и рабочую длину волны, то основные электрические характеристики антенны — входное сопротивление и характеристики направленности — останутся неизменными».

Как можно показать, при некоторых дополнительных условиях принцип подобия справедлив и применительно к антеннам, размещенным в полупроводящих средах. Это позволяет, в частности, в процессе разработки и исследований подземных антенн отказаться от трудоемких работ по их изготовлению, заложению и выемке. Вместо этого уменьшенная модель антенны размещается на соответствующей глубине в резервуаре с проводящим раствором, что значительно упрощает измерения.

Основные соотношения принципа подобия могут быть получены [156, 157] непосредственно из уравнений Максвелла. Выпишем их для однородного изотропного пространства:

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \quad (\text{VIII.5.1})$$

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \bar{j}. \quad (\text{VIII.5.2})$$

Пусть теперь  $E = E_1 \cdot E^x$ ,  $H = H_1 \cdot H^x$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon^x$  и т. д., где величины типа  $E^x$  являются безразмерными, а величины типа  $E_1$  — единичными.

При этом

$$\operatorname{rot} E^x = -C_1 \mu^x \frac{\partial H^x}{\partial t^x}, \quad (\text{VIII.5.3})$$

$$\operatorname{rot} H^x = C_2 \varepsilon^x \frac{\partial E^x}{\partial t^x} + C_3 \sigma^x E^x. \quad (\text{VIII.5.4})$$

Здесь  $C_1 = \frac{\mu_1 l_1}{l_1} \frac{H_1}{E_1}$ ,  $C_2 = \frac{\varepsilon_1 l_1}{l_1} \frac{E_1}{H_1}$ ,  $C_3 = \sigma_1 l_1 \frac{E_1}{H_1}$  должны

быть безразмерными постоянными. Соответственно безразмерными постоянными должны быть и произведения  $C_1 C_2$  и  $C_1 C_3$ , которые не зависят от масштабности значений напряженности поля. Следовательно,

$$\mu_1 \varepsilon_1 \left( \frac{l_1}{l_1} \right)^2 = \text{const}, \quad (\text{VIII.5.5})$$

$$\mu_1 \sigma_1 \frac{l_1^2}{l_1} = \text{const}. \quad (\text{VIII.5.6})$$

Условием подобия будет инвариантность соотношений (5) и (6) при преобразованиях масштаба.

Моделирование предполагает уменьшение размеров антенны в  $M$  раз ( $M$  обычно называют коэффициентом моделирования). При этом для выполнения (5) и (6) можно, например, в каждой точке поля увеличить магнитную проницаемость в  $M^2$  раз. Практически это, к сожалению, вряд ли осуществимо.

При сохранении констант среды  $\varepsilon$  и  $\mu$  указанное уменьшение размеров антенны, согласно (5), требует увеличения в  $M$  раз частоты (уменьшения в  $M$  раз периода колебания  $t_1$ ). Однако в этом случае потребуется для соблюдения (6) значения проводимости в каждой точке поля также увеличить в  $M$  раз.

Проводимость материала, из которого выполнена антенна, обычно мало влияет на ее электрические характеристики. Поэтому при размещении антенн в свободном пространстве или над идеально проводящей плоскостью (6) выполняется автоматически, и мы приходим к формулировке принципа подобия, выписанной в начале данного параграфа.

Аналогично в случае исследования подземного вибратора для параметров почвы  $\mu_2 = 1$ ,  $\varepsilon_2$  и  $\sigma_2$  на частоте  $f$  с коэффициентом моделирования  $M$  мы должны иметь имитирующий почву проводящий раствор с параметрами  $\mu_p = \mu_2 = 1$ ;  $\varepsilon_p = \varepsilon_2$ ;  $\sigma_p = M \sigma_2$  и вести измерения на частоте  $f_p = M f$ .

Если в интересующем нас диапазоне частот имеет место соотношение  $60 \lambda \sigma_2 \gg \varepsilon_2$ , то вопрос о выполнении условия  $\varepsilon_p = \varepsilon_2$  отпадает.

Моделирование приземных антенн может проводиться над таким же имитирующим раствором, что обеспе-

чило бы достаточное качество воспроизведения влияния параметров почвы на электрические характеристики антенн.

Однако исследование диаграмм направленности приземных антенн в вертикальной плоскости, где особенно целесообразно применение метода моделирования, ведется на частотах, для которых условие  $60\lambda\sigma_2 \gg \epsilon_2$  обычно не выполняется. Следовательно, в этом случае необ-

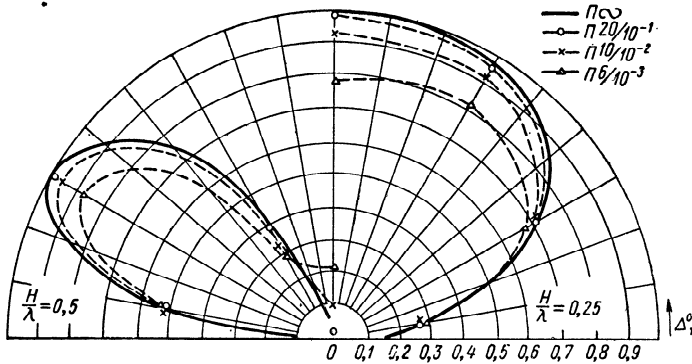


Рис. VIII.5.1. Нормированный «множитель земли». Горизонтальная поляризация;  $f=2$  Мгц.

ходимо дополнительно выдерживать соотношение  $\epsilon_p = \epsilon_2$ , что заметно усложняет подготовку раствора.

Поэтому широкое распространение получило исследование характеристик направленности приземных антенн в вертикальной плоскости на моделях, размещенных над металлическим листом.

Замена при моделировании поверхности раствора металлом, в точности эквивалентная по последствиям замене металлом поверхности земли для реальной антенны, приведет к определенным погрешностям в оценке интересующих нас характеристик. Однако во многих случаях точность получаемых таким образом результатов оказывается достаточной для инженерной практики. Представляет интерес оценка этой точности применительно к различным параметрам почвы и частотам. При тщательном выполнении модели результаты снятия диаграмм направленности должны быть такими же, как

и для реальной антенны, размещаемой над металлизированной поверхностью земли.

Обычно (см. I.1) влияние параметров почвы на направленные свойства антенн описывается множителями  $f_{\Gamma} = |1 + \bar{F}_{\Gamma} e^{-i2k_1 H \sin \Delta}|$  и  $f_{\text{В}} = |1 - \bar{F}_{\text{В}} e^{-i2k_1 H \sin \Delta}|$  соответственно для горизонтально- и вертикально-поляризованных волн. Поэтому достаточно сопоставить значения этих множителей при реальных параметрах почвы и при  $\sigma_2 = \infty$ .

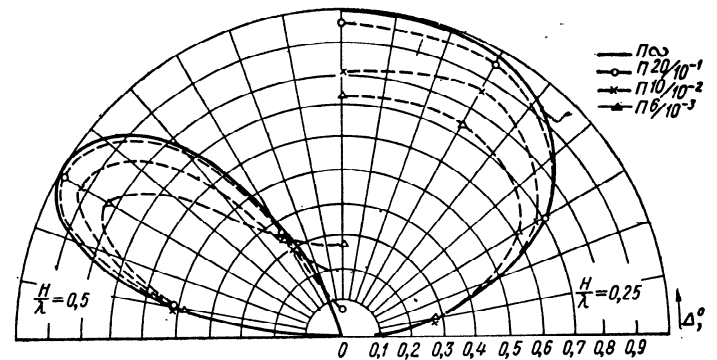


Рис. VIII.5.2. Нормированный «множитель земли». Горизонтальная поляризация;  $f=10$  Мгц.

Результаты расчетов для горизонтально-поляризованных волн приведены на рис. 1 и 2. Все значения  $f_{\Gamma}$  отнесены к максимальному значению множителя  $f_{\Gamma}^{\infty}$  при  $\sigma_2 = \infty$  (то есть к  $f_{\Gamma}^{\infty} = 2$ ).

Мы видим, что с увеличением частоты и уменьшением проводимости почвы значения  $f_{\Gamma}$  все более отличаются от  $f_{\Gamma}^{\infty}$ . В то же время происходит «замытие» секторов  $\phi$  минимальными значениями  $f_{\Gamma}$ . Если интересоваться абсолютными значениями  $f_{\Gamma}$ , то моделирование дает вполне удовлетворительные результаты для почв  $\Pi \frac{20}{10^{-1}}$ , а в длинноволновой части диапазона и для  $\Pi \frac{10}{10^{-2}}$ .

Что же касается формы нормированных диаграмм направленности, то она сохраняется в еще более широ-



ком диапазоне изменения  $\sigma_2$  и  $f$ . К тому же возможен пересчет результатов измерений на моделях к любым реальным условиям с помощью графиков, аналогичных изображенным на рис. 1 и 2. Это заметно расширило бы возможности метода моделирования. Особенно это необходимо применительно к антеннам вертикально-поляризованных волн, поскольку значения  $f_v$  и  $f_v^\infty$  заметно отличаются друг от друга для углов возвышения  $\Delta =$

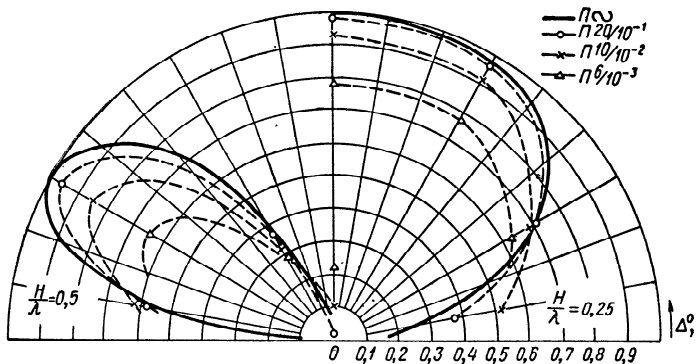


Рис. VIII.5.3. Нормированный «множитель земли». Вертикальная поляризация;  $f=2$  Мгц.

$=0 \div 30^\circ$ , где подчас результаты измерения на моделях непосредственно вообще не могут быть использованы. Для  $\Delta=90^\circ$  значения  $f_v$  и  $f_r$  оказываются одинаковыми.

В качестве иллюстрации сказанного на рис. 3 и 4 приведены зависимости  $f_v=f_v(\Delta, \sigma_2)$ .

Конструкции установок для моделирования весьма разнообразны. Встречаются установки с неподвижным металлическим столом, на котором размещается модель, питаемая ВЧ генератором, располагаемым обычно под столом. Диаметр стола желательно иметь равным  $6 \div 10$  длинам волн с тем, чтобы он, кроме того, в  $2-4$  раза превышал продольный размер антенны.

Может показаться, что не следует стремиться к увеличению размеров стола, скомпенсировав это соответствующим увеличением коэффициента моделирования. Однако ограничения в выборе величины  $M$  наступают

446

достаточно быстро, поскольку воспроизвести толщину проводов линейных антенн даже при  $M=50 \div 100$  оказывается практически невозможно. Нарушение же пропорциональности уменьшения продольных и поперечных размеров антенн чревато погрешностями в воспроизведении электрических характеристик реальной антенны.

В вертикальной плоскости, проходящей через центр стола по окружности радиусом в несколько длин волн

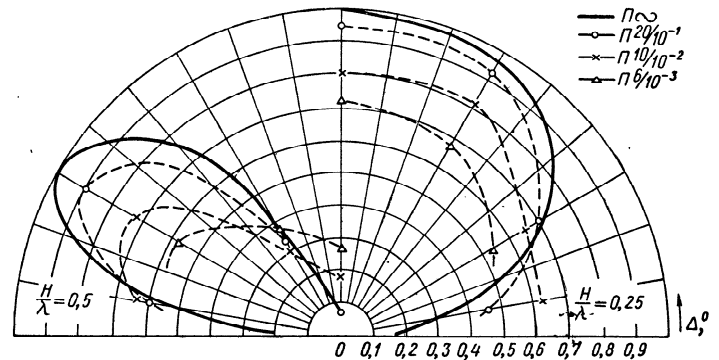


Рис. VIII.5.4. Нормированный «множитель земли». Вертикальная поляризация;  $f=10$  Мгц.

перемещается индикатор. Рычаг, на котором крепится индикатор, должен быть выполнен из непроводящего материала. Связь между индикатором и регистрирующим устройством должна осуществляться по низкой частоте или постоянному току.

Возможно и неподвижное крепление индикатора вблизи стола, вращающегося вокруг вертикальной и горизонтальной осей. В этом случае следует опасаться влияния отражений от поверхности земли при больших наклонах стола.

Независимо от конструктивного выполнения установка должна размещаться на ровной площадке вдали от возможных переизлучателей — зданий, деревьев, линий электропередачи или связи и др.

Однако и при соблюдении указанных мер следует критически относиться к результатам, полученным для

447

углов  $\Delta \cong 0$ , поскольку здесь может сказываться кромка стола. Это излучение на соответствующей установке может быть обнаружено и оценено, например, путем измерения напряженности поля модели симметричного горизонтального вибратора под углом  $\Delta = 0$ .

### VIII.6. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА АСИММЕТРИИ СИММЕТРИЧНЫХ АНТЕНН И УСТРОЙСТВ

В § II.6 был рассмотрен важный для оценки симметричных антенн параметр — коэффициент асимметрии. Рассмотрим один весьма простой способ измерения этого параметра, требующий применения лишь одного несимметричного лампового вольтметра.

Схема измерений приведена на рис. 1. Параллельно входу симметричной антенны, фидера или какого-либо другого симметричного устройства подключаются два реактивных элемента  $X_1$  и  $X_2$ . Эти элементы должны иметь равные друг другу сопротивления, причем такие, чтобы их величина возможно меньше шунтировала входное сопротивление антенны. В диапазонах КВ и МВ удобнее всего применять конденсаторы достаточно малой емкости (КВ 15—20 нФ; МВ 3—5 нФ). При подборе конденсаторов следует обратить внимание на равенство величин их емкостей. Чем точнее будут подобраны величины емкостей конденсаторов, тем меньше погрешности будут достигнуты при измерениях.

Коэффициент асимметрии  $\psi$  определяется путем измерения напряжений в точках 1 ( $U_1$ ), 2 ( $U_2$ ) и 3 ( $U_3$ ) относительно земли (корпуса радиоустройства). Подсчет величины  $\psi$  производится затем по формуле (II.6.8).

При постановке измерений следует обратить внимание на то, чтобы различного рода вспомогательные проводники (например, заземляющие) были возможно более короткими и одинаковыми по длине при измерении всех трех напряжений. Ламповый вольтметр должен иметь в исследуемом диапазоне частот достаточно высокое входное сопротивление. В противном случае возможны «перекосы» напряжений, приводящие иногда к неприемлемым погрешностям. Измерения коэффициента  $\psi$

необходимо производить во всем рабочем диапазоне частот антенны или радиоустройства. Особое внимание следует обратить на частоты, где наблюдается последовательный резонанс. Именно в этих точках следует обычно ожидать заметного увеличения коэффициента асимметрии.

В практике эксплуатации симметричных антенн, антенно-фидерных, симметрирующих или каких-либо дру-

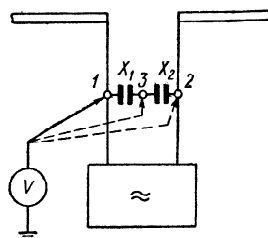


Рис. VIII.6.1. Схема для измерения коэффициента асимметрии.

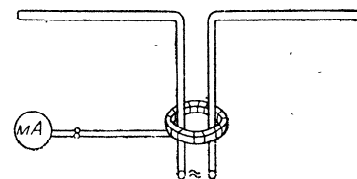


Рис. VIII.6.2. Способ индикации симметрии с помощью миллиамперметра с трансформатором тока.

гих устройств часто возникает необходимость индикации симметрии питающих токов. Применяемый иногда способ, заключающийся в выравнивании показаний двух амперметров, включаемых в симметричные плечи, как правило, приводит к заметным ошибкам. Лучше всего применять лишь один амперметр (миллиамперметр), который с помощью трансформатора тока измеряет однопольный ток в симметричных плечах устройства (рис. 2). Минимум показаний этого амперметра соответствует моменту достижения симметрии плеч. Тщательная проверка такого метода индикации путем измерения коэффициента асимметрии показала вполне приемлемую его точность.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### ПРИЛОЖЕНИЕ 1

#### ВЫЧИСЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ИНТЕГРАЛОВ

$$\begin{aligned}
 1) \mathcal{J} &= \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_1}}{R_1} \sin [k_1 (z_2 - z)] dz = \\
 &= \frac{1}{2i} e^{ik_1 z_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 (R_1 + z)}}{R_1} dz - \frac{1}{2i} e^{-ik_1 z_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 (R_1 - z)}}{R_1} dz.
 \end{aligned}
 \tag{П.1.1}$$

Введя подстановки

$$\begin{aligned}
 v &= R_1 - (\xi - z), \quad u = R_1 + (\xi - z); \\
 dv &= \frac{v}{R_1} dz, \quad du = -\frac{u}{R_1} dz,
 \end{aligned}$$

получим

$$\mathcal{J} = \frac{1}{2i} e^{ik_1 (z_2 - \xi)} \int_{v_1}^{v_2} \frac{e^{-ik_1 v}}{v} dv + \frac{1}{2i} e^{-ik_1 (z_2 - \xi)} \int_{u_1}^{u_2} \frac{e^{-ik_1 u}}{u} du,$$

где

$$\begin{aligned}
 v_1 &= \sqrt{(\xi - z_1)^2 + r^2} - (\xi - z_1); \\
 v_2 &= \sqrt{(\xi - z_2)^2 + r^2} - (\xi - z_2); \\
 u_1 &= \sqrt{(\xi - z_1)^2 + r^2} + (\xi - z_1); \\
 u_2 &= \sqrt{(\xi - z_2)^2 + r^2} + (\xi - z_2).
 \end{aligned}
 \tag{П.1.2}$$

$$\begin{aligned}
 2) \mathcal{J} &= \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 R_2}}{R_2} \sin [k_1 (z_2 - z)] dz = \\
 &= \frac{1}{2i} e^{ik_1 z_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 (R_2 + z)}}{R_2} dz - \frac{1}{2i} e^{-ik_1 z_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 (R_2 - z)}}{R_2} dz.
 \end{aligned}
 \tag{П.1.3}$$

Введя подстановки

$$\begin{aligned}
 v &= R_2 + (\xi + z), \quad u = R_2 - (\xi + z), \\
 dv &= \frac{v}{R_2} dz, \quad du = -\frac{u}{R_2} dz,
 \end{aligned}$$

получим

$$\mathcal{J} = \frac{1}{2i} e^{ik_1 (z_2 + \xi)} \int_{v_1}^{v_2} \frac{e^{-ik_1 v}}{v} dv + \frac{1}{2i} e^{-ik_1 (z_2 + \xi)} \int_{u_1}^{u_2} \frac{e^{-ik_1 u}}{u} du,$$

где

$$\begin{aligned}
 v_1 &= \sqrt{(\xi + z_1)^2 + r^2} + (\xi + z_1); \quad u_1 = \sqrt{(\xi + z_1)^2 + r^2} - (\xi + z_1); \\
 v_2 &= \sqrt{(\xi + z_2)^2 + r^2} + (\xi + z_2); \quad u_2 = \sqrt{(\xi + z_2)^2 + r^2} - (\xi + z_2).
 \end{aligned}
 \tag{П.1.4}$$

$$3) \mathcal{J}_1 = \int_{\xi_1}^{\xi_2} e^{-ik_1 (R_2 + \xi)} d\xi, \quad \mathcal{J}_2 = \int_{\xi_1}^{\xi_2} e^{-ik_1 (R_2 - \xi)} d\xi.
 \tag{П.1.5}$$

Введя подстановки

$$\begin{aligned}
 \alpha &= R_2 + (\xi - z), \quad \beta = R_2 - (\xi - z), \\
 d\alpha &= \frac{1}{2} \frac{\alpha^2 + r^2 + \zeta^2}{\alpha^2} d\alpha, \quad d\beta = -\frac{1}{2} \frac{\beta^2 + r^2 + \zeta^2}{\beta^2} d\beta,
 \end{aligned}$$

получим

$$\begin{aligned}
 \mathcal{J}_1 &= -\frac{1}{2} e^{-ik_1 z} \left[ \frac{1}{ik_1} e^{-ik_1 \alpha} \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} + (r^2 + \zeta^2) \frac{e^{-ik_1 \alpha}}{\alpha} \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} + \right. \\
 &\quad \left. + ik_1 (r^2 + \zeta^2) \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{e^{-ik_1 \alpha}}{\alpha} d\alpha \right],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{J}_2 &= \frac{1}{2} e^{ik_1 z} \left[ \frac{1}{ik_1} e^{-ik_1 \beta} \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} + (r^2 + \zeta^2) \frac{e^{-ik_1 \beta}}{\beta} \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} + \right. \\
 &\quad \left. + ik_1 (r^2 + \zeta^2) \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{e^{-ik_1 \beta}}{\beta} d\beta \right],
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \sqrt{(\xi_1 - z)^2 + \zeta^2 + r^2} + (\xi_1 - z); \\ \alpha_2 &= \sqrt{(\xi_2 - z)^2 + \zeta^2 + r^2} + (\xi_2 - z); \\ \beta_1 &= \sqrt{(\xi_1 - z)^2 + \zeta^2 + r^2} - (\xi_1 - z); \\ \beta_2 &= \sqrt{(\xi_2 - z)^2 + \zeta^2 + r^2} - (\xi_2 - z). \end{aligned} \quad (\text{П.1.6})$$

$$4) \mathcal{J}_1 = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1(R_2 + \xi)}}{R_2} (\xi - z) dz, \quad \mathcal{J}_2 = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1(R_2 - \xi)}}{R_2} (\xi - z) d\xi. \quad (\text{П.1.7})$$

Введя те же подстановки, что в (5), получим

$$\mathcal{J}_1 = \frac{1}{2} e^{-ik_1 z} \left[ -\frac{1}{ik_1} e^{-ik_1 \alpha} \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} + (r^2 + \zeta^2) \frac{e^{-ik_1 \alpha}}{\alpha} \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} + ik_1 (r^2 + \zeta^2) \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{e^{-ik_1 \alpha}}{\alpha} d\alpha \right],$$

$$\mathcal{J}_2 = \frac{1}{2} e^{ik_1 z} \left[ -\frac{1}{ik_1} e^{-ik_1 \beta} \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} + (r^2 + \zeta^2) \frac{e^{-ik_1 \beta}}{\beta} \Big|_{\beta_1}^{\beta_2} + ik_1 (r^2 + \zeta^2) \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{e^{-ik_1 \beta}}{\beta} d\beta \right].$$

$$\begin{aligned} 5) \mathcal{J} &= \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R_2''}}{r} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi = \\ &= -\frac{1}{2i} e^{-ik_1 \xi_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 (R_2'' - \xi)}}{\xi - r} d\xi + \\ &+ \frac{1}{2i} e^{ik_1 \xi_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 (R_2'' + \xi)}}{\xi - r} d\xi. \end{aligned} \quad (\text{П.1.8})$$

Введя подстановки

$$\begin{aligned} t &= R_2'' - (\xi - r), & s &= R_2'' + (\xi - r), \\ d\xi &= -\frac{1}{2} \frac{t^2 + \zeta''^2}{t^2} dt, & d\xi &= \frac{1}{2} \frac{s^2 + \zeta''^2}{s^2} ds, \end{aligned}$$

получим

$$\begin{aligned} \mathcal{J} &= -\frac{1}{2i} e^{-ik_1 (\xi_2 - r)} \int_{t_1}^{t_2} \frac{e^{-ik_1 t} (t^2 + \zeta''^2)}{t(t^2 - \zeta''^2)} dt + \\ &+ \frac{1}{2i} e^{ik_1 (\xi_2 - r)} \int_{s_1}^{s_2} \frac{e^{-ik_1 s} (s^2 + \zeta''^2)}{s(s^2 - \zeta''^2)} ds. \end{aligned}$$

Разложим подынтегральную функцию на простые дроби

$$\frac{t^2 + \zeta''^2}{t(t^2 - \zeta''^2)} = \frac{A}{t} + \frac{B}{t - \zeta''} + \frac{C}{t + \zeta''}, \quad A = -1, \quad B = C = 1.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \mathcal{J} &= -\frac{1}{2i} e^{-ik_1 (\xi_2 - r)} \left[ -L(k_1 x) \Big|_{t_1}^{t_2} + \right. \\ &+ e^{-ik_1 \zeta''} L(k_1 x) \Big|_{t_1 - \zeta''}^{t_2 - \zeta''} + e^{ik_1 \zeta''} L(k_1 x) \Big|_{t_1 + \zeta''}^{t_2 + \zeta''} \Big] + \\ &+ \frac{1}{2i} e^{ik_1 (\xi_2 - r)} \left[ -L(k_1 x) \Big|_{s_1}^{s_2} + e^{-ik_1 \zeta''} L(k_1 x) \Big|_{s_1 - \zeta''}^{s_2 - \zeta''} + \right. \\ &\left. + e^{ik_1 \zeta''} L(k_1 x) \Big|_{s_1 + \zeta''}^{s_2 + \zeta''} \right]. \end{aligned}$$

Значения  $t$  и  $s$  приводятся в основном тексте.

$$\begin{aligned} 6) \mathcal{J} &= \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R_2''}}{r} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi = \\ &= -\frac{1}{2i} e^{-ik_1 \xi_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 (R_2'' - \xi)}}{\xi - r_0} d\xi + \\ &+ \frac{1}{2i} e^{ik_1 \xi_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 (R_2'' + \xi)}}{\xi - r_0} d\xi \end{aligned} \quad (\text{П.1.9})$$

берется аналогично (8), поэтому приведем сразу окончательный результат

$$\mathcal{J} = -\frac{1}{2i} e^{-ik_1(\xi_a - r)} \left[ -L(k_1, x) \right]_{\eta_1}^{\eta_a} + e^{-ik_1 \zeta'} L(k_1, x) \Big|_{\eta_1 - \zeta'}^{\eta_a - \zeta'} + e^{ik_1 \zeta'} L(k_1, x) \Big|_{\eta_1 + \zeta'}^{\eta_a + \zeta'} + \frac{1}{2i} e^{ik_1(\xi_a - r)} \left[ -L(k_1, x) \right]_{\gamma_1}^{\gamma_a} + e^{-ik_1 \zeta'} L(k_1, x) \Big|_{\gamma_1 - \zeta'}^{\gamma_a - \zeta'} + e^{ik_1 \zeta'} L(k_1, x) \Big|_{\gamma_1 + \zeta'}^{\gamma_a + \zeta'}.$$

Значения  $\eta$  и  $\gamma$  приведены в основном тексте.

$$\begin{aligned} 7) \mathcal{J} &= \int_{\xi_1}^{\xi_a} \frac{e^{-ik_1 R'_2}}{r R'_2} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi = \\ &= -\frac{1}{2i} e^{-ik_1 \xi_a} \int_{\xi_1}^{\xi_a} \frac{e^{-ik_1(R'_2 - \xi)}}{(\xi - r_0) R'_2} d\xi + \\ &+ \frac{1}{2i} e^{ik_1 \xi_a} \int_{\xi_1}^{\xi_a} \frac{e^{-ik_1(R'_2 + \xi)}}{(\xi - r_0) R'_2} d\xi. \end{aligned} \quad (\text{П.1.10})$$

Введя подстановки

$$\eta = R'_2 - (\xi - r_0), \quad \gamma = R'_2 + (\xi - r_0), \\ d\xi = -\frac{1}{2} \frac{\eta^2 + \zeta'^2}{\eta^2} d\eta, \quad d\xi = \frac{1}{2} \frac{\gamma^2 + \zeta'^2}{\gamma^2} d\gamma,$$

получим

$$\mathcal{J} = -\frac{1}{2i \zeta'} e^{-ik_1(\xi_a - r_0)} \left[ \int_{\eta_1}^{\eta_a} \frac{e^{-ik_1 \eta}}{\eta - \zeta'} d\eta - \int_{\eta_1}^{\eta_a} \frac{e^{-ik_1 \eta}}{\eta + \zeta'} d\eta \right] + \frac{1}{2i \zeta'} e^{ik_1(\xi_a - r_0)} \left[ \int_{\gamma_1}^{\gamma_a} \frac{e^{-ik_1 \gamma}}{\gamma - \zeta'} d\gamma - \int_{\gamma_1}^{\gamma_a} \frac{e^{-ik_1 \gamma}}{\gamma + \zeta'} d\gamma \right]$$

или

$$\mathcal{J} = -\frac{1}{2i \zeta'} e^{-ik_1(\xi_a - r_0)} \left[ e^{-ik_1 \zeta'} L(k_1, x) \Big|_{\eta_1 - \zeta'}^{\eta_a - \zeta'} - e^{ik_1 \zeta'} L(k_1, x) \Big|_{\eta_1 + \zeta'}^{\eta_a + \zeta'} \right] +$$

$$+ \frac{1}{2i \zeta'} e^{ik_1(\xi_a - r_0)} \left[ e^{-ik_1 \zeta'} L(k_1, x) \Big|_{\gamma_1 - \zeta'}^{\gamma_a - \zeta'} - e^{ik_1 \zeta'} L(k_1, x) \Big|_{\gamma_1 + \zeta'}^{\gamma_a + \zeta'} \right].$$

Значение  $\eta$  и  $\gamma$  приведены в основном тексте.

$$\begin{aligned} 8) \mathcal{J} &= \int_{\xi_1}^{\xi_a} \frac{e^{-ik_1 R'_2} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} = \\ &= -\frac{1}{2i} e^{-ik_1 \xi_a} \int_{\xi_1}^{\xi_a} \frac{e^{-ik_1(R'_2 - \xi)}}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} d\xi + \\ &+ \frac{1}{2i} e^{ik_1 \xi_a} \int_{\xi_1}^{\xi_a} \frac{e^{-ik_1(R'_2 + \xi)}}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} d\xi. \end{aligned} \quad (\text{П.1.11})$$

Введем подстановки

$$t = R'_2 - \xi, \quad s = R'_2 + \xi, \\ d\xi = -\frac{1}{2} \frac{t^2 + 2pt + q^2}{(t+p)^2} dt, \quad d\xi = \frac{1}{2} \frac{s^2 - 2ps + q^2}{(s-p)^2} ds,$$

где

$$x_2 \cos \alpha + r_0 \sin \alpha = p; \\ x_2^2 + \zeta^2 + r_0^2 = q^2. \quad (\text{П.1.12})$$

Преобразуем знаменатель подынтегральных функций (11):

$$K = [R'_2 - (\xi \cos \alpha - x_2)] [R'_2 + (\xi \cos \alpha - x_2)]$$

или, переходя к новым переменным,

$$K_t = \frac{1}{4(t+p)^2} [t^2 (1 + \cos \alpha) + 2t(p + x_2) + q^2 (1 - \cos \alpha) + 2x_2 p] [t^2 (1 - \cos \alpha) + 2t(p - x_2) + q^2 (1 + \cos \alpha) - 2x_2 p], \quad (\text{П.1.13})$$

$$K_s = \frac{1}{4(s-p)^2} [s^2 (1 - \cos \alpha) - 2s(p - x_2) + q^2 (1 + \cos \alpha) - 2px_2] [s^2 (1 + \cos \alpha) - 2s(p + x_2) + q^2 (1 - \cos \alpha) + 2px_2]. \quad (\text{П.1.14})$$

Многочлены второй степени, входящие в (13) и (14), можно разложить с помощью корней соответствующих однородных уравнений на сомножители. Опуская промежуточные выкладки, выпишем результат разложения:

$$K_t = (t - t_a)(t - t_b)(t - t_c)(t - t_d), \quad (\text{П.1.15})$$

$$K_s = (s - s_a)(s - s_b)(s - s_c)(s - s_d), \quad (\text{П.1.16})$$

где

$$t_{a,b} = \frac{-(p + x_2) \mp i\zeta \sin \alpha}{1 + \cos \alpha}; \quad (\text{П.1.17})$$

$$t_{c,d} = \frac{-(p - x_2) \mp i\zeta \sin \alpha}{1 - \cos \alpha};$$

$$s_{a,b} = \frac{(p - x_2) \mp i\zeta \sin \alpha}{1 - \cos \alpha};$$

$$s_{c,d} = \frac{(p + x_2) \mp i\zeta \sin \alpha}{1 + \cos \alpha}; \quad (\text{П.1.18})$$

отсюда

$$\begin{aligned} \mathcal{J} = & -ie^{-ik_1 \xi_a} \int_{t_1}^{t_2} \frac{e^{-ik_1 t} (t^2 + 2pt + q^2) dt}{(t - t_a)(t - t_b)(t - t_c)(t - t_d)} - \\ & -ie^{ik_1 \xi_a} \int_{s_1}^{s_2} \frac{e^{-ik_1 s} (s^2 - 2ps + q^2) ds}{(s - s_a)(s - s_b)(s - s_c)(s - s_d)}. \quad (\text{П.1.19}) \end{aligned}$$

Применяя затем разложение на элементарные дроби, получим

$$\begin{aligned} \mathcal{J} = & -ie^{-ik_1 \xi_a} \left[ A_t e^{-ik_1 t_a} L(k_1 x) \Big|_{t_1 - t_a}^{t_2 - t_a} + B_t e^{-ik_1 t_b} L(k_1 x) \Big|_{t_1 - t_b}^{t_2 - t_b} + \right. \\ & \left. + C_t e^{-ik_1 t_c} L(k_1 x) \Big|_{t_1 - t_c}^{t_2 - t_c} + D_t e^{-ik_1 t_d} L(k_1 x) \Big|_{t_1 - t_d}^{t_2 - t_d} \right] - \\ & -ie^{ik_1 \xi_a} \left[ A_s e^{-ik_1 s_a} L(k_1 x) \Big|_{s_1 - s_a}^{s_2 - s_a} + B_s e^{-ik_1 s_b} L(k_1 x) \Big|_{s_1 - s_b}^{s_2 - s_b} + \right. \\ & \left. + C_s e^{-ik_1 s_c} L(k_1 x) \Big|_{s_1 - s_c}^{s_2 - s_c} + D_s e^{-ik_1 s_d} L(k_1 x) \Big|_{s_1 - s_d}^{s_2 - s_d} \right], \quad (\text{П.1.20}) \end{aligned}$$

где неопределенные коэффициенты вычисляются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} A_t &= \frac{t_a^2 + 2pt_a + q^2}{(t_a - t_b)(t_a - t_c)(t_a - t_d)}, \\ B_t &= \frac{t_b^2 + 2pt_b + q^2}{(t_b - t_a)(t_b - t_c)(t_b - t_d)}, \\ C_t &= \frac{t_c^2 + 2pt_c + q^2}{(t_c - t_a)(t_c - t_b)(t_c - t_d)}, \\ D_t &= \frac{t_d^2 + 2pt_d + q^2}{(t_d - t_a)(t_d - t_b)(t_d - t_c)}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1.21})$$

$$\left. \begin{aligned} A_s &= \frac{s_a^2 - 2ps_a + q^2}{(s_a - s_b)(s_a - s_c)(s_a - s_d)}, \\ B_s &= \frac{s_b^2 - 2ps_b + q^2}{(s_b - s_a)(s_b - s_c)(s_b - s_d)}, \\ C_s &= \frac{s_c^2 - 2ps_c + q^2}{(s_c - s_a)(s_c - s_b)(s_c - s_d)}, \\ D_s &= \frac{s_d^2 - 2ps_d + q^2}{(s_d - s_a)(s_d - s_b)(s_d - s_c)}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1.22})$$

$$9) \mathcal{J} = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-ik_1 R' \xi} \sin[k_1(\xi_2 - \xi)] d\xi}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} \quad (\text{П.1.23})$$

интеграл аналогичен (11). Заменяя в формулах (12), (17) и (18)  $x_2$  на  $x_1$ , мы получим возможность вычислить интеграл по формуле (20). Коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  вычисляются по формулам (21) и (22) с заменой  $t$  на  $\gamma$  и  $s$  на  $\beta$ . При этом

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{a,b} &= \frac{-(p + x_1) \mp i\zeta \sin \alpha}{1 + \cos \alpha}, \\ \gamma_{c,d} &= \frac{-(p - x_1) \mp i\zeta \sin \alpha}{1 - \cos \alpha}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1.24})$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_{a,b} &= \frac{(p - x_1) \mp i\zeta \sin \alpha}{1 - \cos \alpha}, \\ \beta_{c,d} &= \frac{(p + x_1) \mp i\zeta \sin \alpha}{1 + \cos \alpha}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1.25})$$

$$\begin{aligned}
 10) \mathcal{J} &= \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\xi \cos \alpha - x_1}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} \frac{e^{-ik_1 R'_2}}{R'_2} \sin [k_1 (\xi_2 - \xi)] d\xi = \\
 &= -\frac{1}{2i} e^{-ik_1 \xi_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\xi \cos \alpha - x_1}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} \frac{e^{-ik_1 (R'_2 - \xi)}}{R'_2} d\xi + \\
 &+ \frac{1}{2i} e^{ik_1 \xi_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\xi \cos \alpha - x_1}{(\xi \sin \alpha - r_0)^2 + \zeta^2} \frac{e^{-ik_1 (R'_2 + \xi)}}{R'_2} d\xi. \quad (\text{П.1.26})
 \end{aligned}$$

Введем подстановки [такие же, что и для (23)]:

$$\begin{aligned}
 \gamma &= R'_2 - \xi, & \beta &= R'_2 + \xi, \\
 d\xi &= -\frac{1}{2} \frac{\gamma^2 + 2p\gamma + q^2}{(\gamma + p)^2}, & d\xi &= \frac{1}{2} \frac{\beta^2 - 2p\beta + q^2}{(\beta - p)^2},
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 p &= x_1 \cos \alpha + r_0 \sin \alpha; \\
 q^2 &= x_1^2 + \zeta^2 + r_0^2. \quad (\text{П.1.27})
 \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned}
 \mathcal{J} &= -ie^{-ik_1 \xi_2} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \frac{e^{-ik_1 \gamma} [(q^2 - \gamma^2) \cos \alpha - 2(\gamma + p)x_1] d\gamma}{(\gamma - \gamma_a)(\gamma - \gamma_b)(\gamma - \gamma_c)(\gamma - \gamma_d)} - \\
 &- ie^{ik_1 \xi_2} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{e^{-ik_1 \beta} [\beta^2 - q^2] \cos \alpha - 2(\beta - p)x_1 d\beta}{(\gamma - \gamma_a)(\gamma - \gamma_b)(\gamma - \gamma_c)(\gamma - \gamma_d)}. \quad (\text{П.1.28})
 \end{aligned}$$

Применяя разложение на элементарные дроби, получаем

$$\begin{aligned}
 \mathcal{J} &= -ie^{-ik_1 \xi_2} \left[ A'_\gamma e^{-ik_1 \gamma_a} L(k_1 x) \Big|_{\gamma_1 - \gamma_a}^{\gamma_2 - \gamma_a} + B'_\gamma e^{-ik_1 \gamma_b} L(k_1 x) \Big|_{\gamma_1 - \gamma_b}^{\gamma_2 - \gamma_b} + \right. \\
 &+ C'_\gamma e^{-ik_1 \gamma_c} L(k_1 x) \Big|_{\gamma_1 - \gamma_c}^{\gamma_2 - \gamma_c} + D'_\gamma e^{-ik_1 \gamma_d} L(k_1 x) \Big|_{\gamma_1 - \gamma_d}^{\gamma_2 - \gamma_d} \Big] - \\
 &- ie^{ik_1 \xi_2} \left[ A'_\beta e^{-ik_1 \beta_a} L(k_1 x) \Big|_{\beta_1 - \beta_a}^{\beta_2 - \beta_a} + B'_\beta e^{-ik_1 \beta_b} L(k_1 x) \Big|_{\beta_1 - \beta_b}^{\beta_2 - \beta_b} + \right. \\
 &+ C'_\beta e^{-ik_1 \beta_c} L(k_1 x) \Big|_{\beta_1 - \beta_c}^{\beta_2 - \beta_c} + D'_\beta e^{-ik_1 \beta_d} L(k_1 x) \Big|_{\beta_1 - \beta_d}^{\beta_2 - \beta_d} \Big]. \quad (\text{П.1.29})
 \end{aligned}$$

Коэффициенты вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned}
 A'_\gamma &= \frac{(q^2 - \gamma_a^2) \cos \alpha - 2(\gamma_a + p)x_1}{(\gamma_a - \gamma_b)(\gamma_a - \gamma_c)(\gamma_a - \gamma_d)}, \\
 B'_\gamma &= \frac{(q^2 - \gamma_b^2) \cos \alpha - 2(\gamma_b + p)x_1}{(\gamma_b - \gamma_a)(\gamma_b - \gamma_c)(\gamma_b - \gamma_d)}, \\
 C'_\gamma &= \frac{(q^2 - \gamma_c^2) \cos \alpha - 2(\gamma_c + p)x_1}{(\gamma_c - \gamma_a)(\gamma_c - \gamma_b)(\gamma_c - \gamma_d)}, \\
 D'_\gamma &= \frac{(q^2 - \gamma_d^2) \cos \alpha - 2(\gamma_d + p)x_1}{(\gamma_d - \gamma_a)(\gamma_d - \gamma_b)(\gamma_d - \gamma_c)}. \quad (\text{П.1.30})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A'_\beta &= \frac{(q^2 - \beta_a^2) \cos \alpha - 2(\beta_a + p)x_1}{(\beta_a - \beta_b)(\beta_a - \beta_c)(\beta_a - \beta_d)}, \\
 B'_\beta &= \frac{(q^2 - \beta_b^2) \cos \alpha - 2(\beta_b + p)x_1}{(\beta_b - \beta_a)(\beta_b - \beta_c)(\beta_b - \beta_d)}, \\
 C'_\beta &= \frac{(q^2 - \beta_c^2) \cos \alpha - 2(\beta_c + p)x_1}{(\beta_c - \beta_a)(\beta_c - \beta_b)(\beta_c - \beta_d)}, \\
 D'_\beta &= \frac{(q^2 - \beta_d^2) \cos \alpha - 2(\beta_d + p)x_1}{(\beta_d - \beta_a)(\beta_d - \beta_b)(\beta_d - \beta_c)}. \quad (\text{П.1.31})
 \end{aligned}$$

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛА С КОМПЛЕКСНЫМИ ПРЕДЕЛАМИ

Пусть имеется интеграл

$$\mathcal{J} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-ik_1 z}}{z} dz, \quad (\text{П.2.1})$$

где  $z_1$  и  $z_2$  — суть комплексные числа.

Перейдя к новым переменным, получим

$$\mathcal{J} = \int_{p_1}^{p_2} \frac{e^p}{p} dp.$$

Разложим подынтегральную функцию в ряд

$$\frac{e^p}{p} = \frac{1}{p} + 1 + \frac{p}{2!} + \frac{p^2}{3!} + \dots + \frac{p^{(n-1)}}{n!} + \dots,$$

тогда

$$J = \ln p + p + \frac{p^2}{2 \cdot 2!} + \frac{p^3}{3 \cdot 3!} + \dots + \frac{p^n}{n \cdot n!} + \dots \quad (\text{П.2.2})$$

Для проводов, у которых геометрические размеры не превышают четверти длины волны, ряд (2) достаточно быстро сходится. Подставляя в (2) комплексные пределы, можно вычислить интеграл (1).

### ПРИЛОЖЕНИЕ 3

#### МОДУЛИ И АРГУМЕНТЫ ВЕЛИЧИНЫ $\frac{k_1}{k_2}$

f, МГц	$\epsilon_a = 5; \sigma_a = 10^{-3} \text{ МО/М}$		$\epsilon_a = 10; \sigma_a = 10^{-3} \text{ МО/М}$		$\epsilon_a = 20; \sigma_a = 10^{-1} \text{ МО/М}$	
	$\left  \frac{k_1}{k_2} \right $	arg $\frac{k_1}{k_2}$	$\left  \frac{k_1}{k_2} \right $	arg $\frac{k_1}{k_2}$	$\left  \frac{k_1}{k_2} \right $	arg $\frac{k_1}{k_2}$
0.01	0.0235	44°55'	0.00744	45°	0.00235	45°
0.02	0.0333	44°50'	0.01055	44°57'	0.00333	45°
0.05	0.0526	44°36'	0.0167	44°55'	0.00527	45°
0.1	0.0744	44°12'	0.0235	44°50'	0.00744	45°
0.2	0.1055	43°24'	0.0333	44°40'	0.0106	44°55'
0.3	0.129	42°37'	0.0408	44°31'	0.0129	44°54'
1.0	0.231	37°14'	0.0744	43°24'	0.0235	44°41'
1.5	0.277	32°58'	0.091	42°37'	0.0289	44°31'
2.25	0.326	28°59'	0.112	41°27'	0.0353	44°17'
3.0	0.357	25°5'	0.128	40°16'	0.0408	44°2'
3.75	0.303	21°54'	0.143	39°7'	0.0457	43°48'
4.5	0.395	19°20'	0.155	37°59'	0.05	43°34'
5.2b	0.408	17°12'	0.168	36°52'	0.0538	43°20'
6.0	0.415	15°29'	0.178	35°47'	0.0578	43°5'
6.75	0.42	13°3'	0.183	34°43'	0.0612	42°51'
7.5	0.423	12°48'	0.196	33°41'	0.0645	42°37'
9.0	0.43	10°53'	0.211	31°44'	0.0705	42°8'
10.5	0.435	9°27'	0.225	29°53'	0.076	41°40'
12.0	0.437	8°22'	0.235	28°9'	0.081	41°13'
13.5	0.438	7°28'	0.245	26°35'	0.086	40°44'
15.3	0.44	6°37'	0.255	24°48'	0.0913	40°10'
20.0	0.443	5°6'	0.273	22°	0.104	38°40'
24.0	0.445	4°16'	0.283	18°25'	0.114	37°27'
28.0	0.446	3°42'	0.289	16°28'	0.121	36°42'
32.0	0.4465	3°12'	0.295	14°40'	0.13	35°54'
36.0	0.447	2°51'	0.299	13°17'	0.137	34°16'
40.0	0.4475	2°34'	0.302	12°7'	0.143	33°
44.0	0.448	2°20'	0.304	11°8'	0.148	32°6'
50.0	0.448	2°4'	0.307	9°55'	0.156	30°29'

### ПРИЛОЖЕНИЕ 4

#### ФОРМУЛЫ ДЛЯ ПЕРЕСЧЕТА СОПРОТИВЛЕНИЙ

1. Шунтирование реактивным сопротивлением  $X_{ш}$  двухполосника с активным сопротивлением  $R_A$  и реактивным сопротивлением  $X_A$ :

$$R'_A = \frac{R_A}{\left(\frac{R_A}{X_{ш}}\right)^2 + \left(1 + \frac{X_A}{X_{ш}}\right)^2}; \quad (\text{П.4.1})$$

$$X'_A = X_{ш} \left[ 1 - \frac{1 + \frac{X_A}{X_{ш}}}{\left(\frac{R_A}{X_{ш}}\right)^2 + \left(1 + \frac{X_A}{X_{ш}}\right)^2} \right] \quad (\text{П.4.2})$$

2. По заданным величинам  $R_A$ ,  $X_A$  и  $R'_A$  необходимая величина  $X_{ш}$  определяется как

$$X_{ш} = \frac{X_A}{\frac{R_A}{R'_A} - 1} \pm \sqrt{\left(\frac{X_A}{\frac{R_A}{R'_A} - 1}\right)^2 + \frac{R_A^2 + X_A^2}{\frac{R_A}{R'_A} - 1}}. \quad (\text{П.4.3})$$

3. По заданным величинам  $R_A$ ,  $X_A$  и  $X'_A$  необходимая величина  $X_{ш}$  определяется как

$$X_{ш} = -\frac{R_A^2 + X_A(X_A - 2X'_A)}{2(X_A - X'_A)} \pm \sqrt{\left[\frac{R_A^2 + X_A(X_A - 2X'_A)}{2(X_A - X'_A)}\right]^2 + \frac{X'_A(R_A^2 + X_A^2)}{X_A - X'_A}}. \quad (\text{П.4.4})$$

4. Обратный по сравнению с (1) случай

$$R_A = \frac{R'_A}{\left(\frac{R'_A}{X_{ш}}\right)^2 + \left(\frac{X'_A}{X_{ш}} - 1\right)^2}; \quad (\text{П.4.5})$$

$$X_A = -X_{ш} \left[ 1 + \frac{\frac{X'_A}{X_{ш}} - 1}{\left(\frac{R'_A}{X_{ш}}\right)^2 + \left(\frac{X'_A}{X_{ш}} - 1\right)^2} \right]. \quad (\text{П.4.6})$$

Примечание. В формулы (1)–(6) величины реактивных сопротивлений подставляются со своими знаками.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Sommerfeld A. О распространении волн в беспроводной телеграфии.  
 а) Ann. d. Phys. 1909, Bd 28, № 4, S. 665—736.  
 б) Ann. d. Phys. 1926, Bd 81, № 5, S. 1135—1153.
2. Kahan T., Eckart G., О существовании поверхностной волны в излучении диполя над плоской землей (цикл статей).  
 а) C. R. (Paris), 1948, t. 226, pp. 1513—1515; t. 227, p. 969—970.  
 б) Phys. Rev. 1949, v. 76, № 3, p. 406—410.  
 в) J. Phys. Radium, 1949, v. 10, № 5, pp. 165—176.  
 г) PIRE, 1950, v. 38, № 7, p. 807—812.  
 д) AEU, 1951, Bd 5, H. 1, S. 25—32; H. 7, S. 347—348.
3. Ott H. Земная волна передатчика (цикл статей).  
 а) Zeitschr. f. angew. Phys., 1951, Bd 3, H. 3/4, S. 123—134.  
 б) AEU, 1951, Bd 5, H. 1, S. 15—24; H. 7, S. 343—346.  
 в) Zeitschr. Naturforsch, 1953, Bd 8a, № 1, S. 100—103.
4. Poincelot P. К несуществованию поверхностной волны Зоммерфельда.  
 а) C. R. (Paris), 1952, t. 235, pp. 350—352.  
 б) Ann. d. Telecomm. 1953, t. 8, № 6, p. 206—211.
5. Fappin B. По поводу статьи Зоммерфельда 1909 г. PIRE, 1953, v. 41, № 8, p. 1059—1060.
6. Epstein P. О возможности существования электромагнитных поверхностных волн. Proc. Nat. Acad. Sc. USA, 1954, v. 40, № 12, p. 1158—1165.
7. Kockel В. Зоммерфельдовская поверхностная волна. Ann. d. Phys., 1958, Bd 1, № 1—3, S. 145—156.
8. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики ОНТИ, 1937, гл. 23 § 1, 2.
9. Burrows С. Поверхностная волна в распространении радиоволн над плоской землей. PIRE, 1937, v. 25, № 2, pp. 219—229.
10. Norton K. Физическая реальность пространственных и поверхностных волн в поле излучения антенны. PIRE, 1937, v. 25, № 9, p. 1192—1202.
11. Wise H. Физическая реальность поверхностных волн Ценнека. BSTJ, 1937, v. 16, № 1, p. 35—44.
12. Hürschelmann H. О способе действия изогнутой антенны Маркони в беспроводной телеграфии. J. d. d. TuT, 1911, Bd. 5, H. 1, S. 14—34; H. 2, S. 188—211.
13. Norton K. Распространение радиоволн над поверхностью земли и в верхней атмосфере, ч. II, PIRE, 1937, v. 25, № 9, p. 1203—1236.
14. Wise H. Асимптотическая формула излучения. BSTJ, 1929, v. 8, № 4, p. 662—671.
15. Strutt M. Излучение антенн с учетом свойств почвы.  
 а) Ann. d. Phys., 1929, Bd 1, H. 6, S. 721—772.  
 б) Ann. d. Phys., 1930, Bd 4, H. 1, S. 1—16.
16. Брауде С. Я., Островский И. Е. К вопросу распространения электромагнитных волн УКВ диапазона в зоне прямой видимости. «Известия АН СССР», сер. физическая, 1946, № 2, стр. 225—234.
17. Падененко С. И. Антенны. Связьиздат, 1959.
18. Бреховских Л. М. Поле преломленных электромагнитных волн в задаче о точечном излучателе. «Известия АН СССР», сер. физическая, 1948 г., № 3, стр. 322—334.
19. Павлов П. П. Электромагнитное поле и распределение тока вдоль бесконечно длинного изолированного провода в проводящей среде. Радиотехника и электроника, 1961, т. 6, № 8, стр. 1293—1307.
20. Фейнберг Е. Л. и др. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953.
21. Князев А. С. Инженерный расчет сопротивлений линейных проводов с учетом воздействия реальной земли. «Радиотехника», 1960, т. 15, № 9, стр. 21—32.
22. Добровольский И. Ф. Входное сопротивление вертикального вибратора, расположенного над поверхностью земли. Труды СФТИ, 1958, вып. 36, стр. 419—426.
23. Айзенберг Г. З. Коротковолновые антенны. Связьиздат, 1962.
24. Брауде С. Я., Комаров Н. Н. Обобщенные кривые коэффициентов отражения Френеля для горизонтальной и вертикальной поляризации. «Известия вузов», радиотехника, 1959, т. 2, № 1, стр. 100—106.
25. Ohman G. Универсальные кривые коэффициентов отражения вертикальной поляризации. Trans. IRE, v. AP-5, № 1, p. 140—142.
26. Ohman G. Универсальные кривые коэффициентов отражения горизонтальной поляризации. Trans. IRE, 1962, v. AP-10, № 4, p. 450—452.
27. Бреховских Л. М. Отражение и преломление сферических волн. УФН, 1949, т. 38, вып. 1, стр. 1—42.
28. Ott H. Отражение и преломление сферических волн.  
 а) Ann. d. Phys., 1942, Bd 41, H. 6, S. 443—466.  
 б) Ann. d. Phys., 1949, Bd 4, H. 8, S. 432—440.
29. Карпов К. А. Таблицы функции  $W(z) = e^{-z^2} \int_0^z e^{x^2} dx$  в комплексной области. Изд-во АН СССР, 1954.
30. Малюжинец Г. Д. Об одном обобщении формулы Вейля для волнового поля над поглощающей плоскостью. ДАН СССР, 1948, т. 60, стр. 367.

31. Леонтович М. А. О приближенных граничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел. II сборник «Исследования по распространению радиоволн», изд-во АН СССР, 1948.
32. Петровский А. Д., Фейнберг Е. Л. О приближенном граничном условии в теории распространения радиоволн вдоль земли. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, № 3, стр. 385—388.
33. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. Советское радио, 1962.
34. Van der Poel В., Niessen К. О пространственных волнах от вертикального диполя на плоской земле. *Ann. d. Phys.*, 1931, Bd 10, H. 4, S. 485—510.
35. Долуханов М. П. Распространение радиоволн. Связьиздат, 1952.
36. Wigows С., Gray М. Влияние кривизны земли на распространение земной волны. *PIRE*, 1941, v. 29, № 1, p. 16—24.
37. Брауде Б. В. Метод расчета полного активного сопротивления антенны с учетом конечной проводимости земли. «Радиотехника», 1946, т. 1, № 5, стр. 61—72.
38. Кинбер Е. Е. О соотношении принятой и рассеянной энергии в приемной антенне. «Радиотехника», 1956, т. 11, № 12, стр. 53—54.
39. Пистолькорс А. А. Антенны. Связьиздат, 1947.
40. Sommerfeld А., Renner F. Энергия излучения и поглощения в земле для дипольных антенн. *Ann. d. Phys.*, 1942, Bd 41, H. 1, S. 1—36.
41. Polaszek F. Поле бесконечно длинного одиночного провода, обтекаемого переменным током. *ENT*, 1926, Bd 3, H. 9, S. 339—359.
42. Polaszek F. О полях провода над землей и горизонтальной антенны. *ENT*, 1927, Bd 4, H. 7, S. 295—304; H. 12, S. 515—525.
43. Wait J. Излучение низкорасположенной антенны бегущей волны. *Canada J. Technol.*, 1954, v. 32, № 1, p. 1—9.
44. Carson D. Распространение волн по воздушным проводам с возвратом тока через землю. *BSTJ*, 1926, v. 5, № 4, p. 539—554.
45. Пистолькорс А. А., Фельд Я. И. Основные этапы развития теории антенн и фидерных устройств в СССР. *Радиотехника и электроника*, 1957, т. 2, № 11, стр. 1390—1412.
46. Пистолькорс А. А. К теории провода у границы раздела двух сред.  
а) ДАН СССР, 1952, т. 86, № 5, стр. 941—943.  
б) «Радиотехника», 1953, т. 8, № 3, стр. 8—18.
47. Гринберг Г. А., Бонштедт Б. Э. Основы точной теории волнового поля линий передачи. *ЖТФ*, 1954, т. 24, вып. 1, стр. 67—95.
48. Niessen К. О поглощении излучения вертикального диполя землей.  
а) *Ann. d. Phys.*, 1935, Bd 22, H. 2, S. 162—188., и дальнейшее развитие этой работы:  
б) *Ann. d. Phys.*, 1935, Bd 24, H. 1, S. 31—48.  
в) *Ann. d. Phys.*, 1936, Bd 25, H. 8, S. 673—687.  
г) *Ann. d. Phys.*, 1938, Bd 32, H. 5, S. 444—459.  
д) *Ann. d. Phys.*, 1938, Bd 33, H. 5, S. 404—418.  
е) *Physica*, 1942, Bd 9, № 9, S. 915—922.
49. Баранов И. М. О сопротивлении излучения горизонтального вибратора, находящегося у земли. «Известия КПИ», 1954, т. 16, стр. 136—148.
50. Bagrow W. Входное сопротивление вертикальной полуволновой антенны над землей конечной проводимости. *PIRE*, 1935, v. 23, № 2, p. 150—167.
51. Кессених В. Н. О волновом сопротивлении длинной однопроводной линии. ДАН СССР, 1940, т. 27, № 6, стр. 558—562.
52. Wise W. Распространение ВЧ токов в системе, обратным проводом которой служит земля. *PIRE*, 1934, v. 22, № 4, p. 522—527.
53. Wise W. Потенциальные коэффициенты для провода над землей. *BSTJ*, 1948, v. 27, № 2, p. 365—371.
54. Kikuchi H. Распространение волны вдоль бесконечного провода над землей в высокочастотном диапазоне. *Bull. Elektrotechn. Lab.*, 1957, v. 21, № 6, p. 439—454.
55. Белоусов С. П., Ямпольский В. Г. К определению постоянных распространения волны в длинном проводе. «Радиотехника», 1959, т. 14, № 7, стр. 3—7.
56. Белоусов С. П. Направленные антенны для профессионального приема радиовещания в диапазоне 200—2000 м. Связьиздат, 1961.
57. Hansen W., Beckerley J. Излучение антенны над плоской землей с произвольными характеристиками и метод расчета сопротивления излучения без и с учетом влияния земли.  
а) *Physics*, 1936, v. 7, № 6, p. 220—224.  
б) *PIRE*, 1936, v. 24, № 12, p. 1594—1621.
58. Рожанский Д. А. Об излучении антенн. *Тит6П*, 1922, № 14, стр. 436—445.
59. Brillouin L. О происхождении сопротивления излучения. *Radioelectricité*, 1922, t. 3, p. 147—152.
60. Пистолькорс А. А. Расчет сопротивления излучения для направленных КВ антенн. *Тит6П*, 1928, № 3(48), стр. 333—347. *PIRE*, 1929, v. 17, № 3, p. 562—579.
61. Кляцкин И. Г. Излучение вертикального заземленного провода. *Тит6П*, 1927, № 40, стр. 33—44.
62. Weichmann R. О вычислении сопротивления излучения антенн и комбинаций антенн. *PIRE*, 1931, v. 19, № 8, p. 1471—1480.
63. Рамм Г. С. Расчет токов и напряжений в сложных длинноволновых антеннах. *ИЭСТ*, 1935, № 10, стр. 30—47.
64. Proctor R. Входное сопротивление дипольных антенн низко расположенных над землей. *PIRE*, 1950, p. III, v. 97, № 47, p. 188—190.
65. Татаринов В. В. Коротковолновые направленные антенны. Связьиздат, 1936.
66. Beverage H. и др. Волновая антенна. *J. Amer. IEE*, 1923, v. 42, № 3, p. 258—269.
67. Busch H. Теория антенн Бевереджа. *J. d. d. TuT* 1923, Bd 21, H. 5, S. 290—312; H. 6, S. 374—390.

68. Eскерслеу Т. Антенна Бевереджа. *Electrician*, 1923, v. 2, p. 382.
69. Huerta. Антенна бегущей волны. *Rev. Telecommunication (usa)*, 1951, v. 6, № 24, p. 23—37.
70. Kogekoda M. Направленность перевернутой V-антенны и ее приложения. *J. I. E. Comm. Engrs in Jap.*, 1938, № 188, p. 570—576.
71. Harrison C. Излучение V-антенны. *PIRE*, 1943, v. 31, № 7, p. 362—364.
72. Hall J. Перезонансная наклонная V-антенна. *W. E.*, 1953, v. 30, № 9, p. 223—226.
73. Nobutisu M. Перевернутая V-антенна. *J. I. E. Comm. Engrs in Jap.*, 1958, v. 41, № 3, p. 228—232.
74. Ямпольский В. Г. V-образная наклонная антенна. «*Электросвязь*», 1959, № 4, стр. 41—48.
75. Mushiake J. Перевернутая V-антенна. *Techn. J. Jap. Broadcast. Corp.* 1959, v. 11, № 5, p. 306—316.
76. King K. Свойства V-антенны. *PIRE, Austral.*, 1963, v. 24, № 9, p. 691—700.
77. Коваленков В. И., Высокий Л. С. К теории приемных антенн. *ИЭСТ*, 1936, № 4, стр. 6—17.
78. Рамм Г. С. Вычисление тока, возникающего в антенне под действием распределенной э. д. с. *ИЭСТ*, 1940, № 4—5, стр. 20—23.
79. Than J. Теоретическое исследование антенны бегущей волны. *Elektrotekn. tidsskr. (Норв)*, 1957, Н. 70, № 4, S. 49—62.
80. Rothe M. Подземный радиоприем на заземленную антенну. *L'Electricien*, 1912, т. 44, № 1146, p. 380.
81. Haskell W., Watson M. Подземная радиосвязь. *Radio News*, 1925, v. 7, № 5, p. 301—302.
82. Scazaz J. Подземная связь на КВ. *QST français*, 1926—1928, № 33, 36, 42, 49.
83. Подземная радиосвязь. *Radio News*, 1936, v. 17, № 10, p. 588—589.
84. Подземная антенна. «*Техника и вооружение*», 1933, № 2, стр. 89—90.
85. Winfield S. Подземные антенны, уменьшающие статические помехи. *Radio News*, 1927, v. 9, № 4, p. 340—341.
86. Дроздов К. И. Подземные антенны — средство избавиться от помех. «*Техника связи*», 1934, № 2, стр. 51—52.
87. Taylor A. Средневолновый прием и передача на подземных и подводных проводах. *PIRE*, 1919, v. 7, № 4, p. 337—361.
88. Taylor A. Длинноволновый прием и снижение помех на подземных и подводных проводах. *PIRE*, 1919, v. 7, № 6, p. 559—583.
89. Радиосвязь на подводной лодке. *La Nature*, 1920, № 2389, p. 17—19.
90. Courcy P. Подводная радиосвязь. *Wireless World*, 1920, v. 8, № 18, p. 603—605.
91. Rogers J. Система для радиотелеграфирования. *L'Electricien*, 1921, № 1269, p. 65.
92. Eve A. и др. Прием в туннеле. *PIRE*, 1929, v. 17, № 2, p. 347—376.
93. Подземная связь сквозь толщу земли. *Engineering*, 1929, v. 127, № 3300, p. 445.
94. Diamond H., Dunmore F. Эксперименты с подземной УКВ антенной для посадки самолетов.
  - a) *Jof Res NBS*, 1937, v. 19, № 1, p. 1—19.
  - б) *PIRE*, 1937, v. 25, № 12, p. 1542—1560.
95. Fritsch V. Основы прикладной геоэлектрики. Вена, 1949.
96. Шукин А. Н. Распространение радиоволн. *Связьиздат*, 1940.
97. Верецагин Е. О подземных и стелющихся антеннах. «*Военный связист*», 1954, № 9, стр. 20—24.
98. Gregory L. Электрический диполь в среде с потерями. *Proc. Nat. El. Conf.*, 1956(1957), v. 12, p. 858—869.
99. King R. Диполи в поглощающей среде. Глава в книге «*Electromagnet. Waves*», *Madison university wisconsin press*, 1962, стр. 199—241.
100. Izuka K., King R. Дипольная антенна, погруженная в однородную проводящую среду. *Trans. IRE*, 1962, v. AP-10, № 4, p. 384—392.
101. *Trans IEEE*, 1963, v. AP-11, № 3.
102. King R.; Harrison C. Полуволновая цилиндрическая антенна в проводящей среде. *J. Res. NBS*, 1960, v. 64-D, № 4, p. 365—380.
103. Брауде Б. В. Электромагнитное поле провода, расположенного по оси цилиндрической полости в полупроводящей среде. «*Бюллетень электропромышленности Л—да*», 1946, № 9—10, стр. 24—29.
104. Rappenborg A. Исследование свойств стелющихся антенн. *Appl. Sc. Res.*, 1948, v. VI, № 3, p. 213—240.
105. Coleman V. Распространение электромагнитных возмущений вдоль тонкого провода в горизонтально-слоистой среде. *Phil. Mag.*, 1950, v. 41, ser. 7, Mart, p. 276—288.
106. Королькевич Л. С. Симметрирующие устройства. Доклад на конференции, посвященной дню Радио, 1957.
107. Терешин О. Н. Метод учета влияния земли на излучение антенны, расположенной над диском. *Труды МЭИ*, 1956, вып. 21, стр. 25—31.
108. Bekefi G. Импеданс антенны над круглым заземлением, лежащим на плоской земле. *Canad. J. Phys.*, 1954, v. 32, № 3, p. 205—222.
109. Monteath G. Приложение компенсационной теоремы к некоторым задачам излучения и распространения. *PIEE*, 1951, p. IV, v. 98, № 1, p. 23—30.
110. Monteath G. Влияние параметров почвы и системы заземления на параметры вертикальной СВ антенны. *PIEE*, 1958, p. C, v. 105, № 7, p. 292—306.
111. Wait J., Surtees W. Импеданс нагруженной антенны произвольной длины над круглым дисковым заземлением. *J. Appl. Phys.*, 1954, v. 25, № 5, p. 553—555.
112. Wait J., Pore W. Входное сопротивление несимметричных антенн. *W. E.*, 1955, v. 32, № 5, p. 131—138.
113. Wait J., Pore W. Характеристики вертикальной антенны с радиальным заземлением. *Appl. Sc. Res.*, 1954, v. B-4, № 3, p. 177—195.

114. Norton K. Распространение радиоволн над поверхностью земли и в верхней атмосфере. ч. I. PIRE, 1936, v. 24, № 10, p. 1367—1387.
115. Wait J. Влияние металлического круглого диска у основания вертикального несимметричного вибратора на его поле. Trans. IRE, 1956, v. AP-4, № 2, p. 179—180.
116. Maley S., King R. Импеданс штыря с дисковым заземлением на поверхности полупроводящей среды. J. Res. NBS, 1961, v. 65D, № 2, p. 183—188.
117. McFarlan G. Сопротивление металлической сетки при различных углах падения волны. J. IEE, 1946, p. IIIa, v. 93, p. 1523.
118. Maley S., King R. Импеданс штыревой антенны с радиальным проволочным заземлением над полупроводящим пространством. J. Res. NBS, 1962, v. 66D, № 2, p. 175—180.
119. Wait J. Эффективный импеданс проволочной сетки, параллельной поверхности земли. Trans. IRE, 1962, v. AP-10, № 5, p. 538—542.
120. Афанасьев Б. П. Расчет сопротивления излучения передающих антенн. ИЭСТ, 1938, № 10, стр. 26—36.
121. Babin F. Взаимное сопротивление двух прямолинейных антенн конечной длины, параллельных или пересекающихся, обтекаемых гармоническими токами. Ann. d. Telecom., 1953, т. 8, № 4, p. 145—148.
122. Лавров Г. А. Диапазонные эквиваленты антенн. Доклад на конференции, посвященной дню Радио, 1947.
123. Белоруссов Н. И., Гроднев И. И. Радиочастотные кабели. Госэнергоиздат, 1959.
124. Кесених В. Н. Распространение радиоволн (§ 10), Гостехиздат, 1952.
125. Strutt M. Измерение электрических свойств почвы от 20 до  $2 \cdot 10^7$  гц. ENT, 1930, Bd 7, H. 10, S. 387—393.
126. Ratcliffe J., White F. Электрические свойства почвы на радиочастотах. Phil. Mag., 1930, Oct., p. 667—680.
127. Smith-Rose R. Электрические свойства почвы на переменном токе и радиочастотах.  
а) Proc. Roy. Soc., 1933, v. 140A, № 841, p. 359—377.  
б) J. IEE, 1934, v. 75, № 452, p. 221—237.  
в) Proc. Phys. Soc., 1935, v. 47, № 262, p. 923—931.
128. Sen-Gupta B., Khastgir S. Непосредственное определение электрических параметров почвы на радиочастотах. Phil. Mag., 1936, v. 22, № 146, p. 265—273.
129. Müller M. Измерение частотной зависимости  $\epsilon$  и  $\sigma$  у проб почвы. Zeitschr. f. Geophys., 1943, 18J. G., H. 1/2, S. 59—66.
130. Ramap S., Muhi F. Электрические свойства индийских почв в вещательном диапазоне. Ind. J. of Phys., 1944, v. 18, № 1, p. 31—37.
131. Khastgir S. и др. Диэлектрические свойства индийских почв на высоких и средних частотах. Ind. J. of Phys., 1946, v. 20, № 4, p. 119—147.
132. Abraham M. и др. О способе измерения проводимости почвы. Phys. Zeitschr., 1919, 20 J. G., № 7, S. 145—147.
133. Smith-Rose R., Mc. Peirce J. Измерение электрических параметров почвы с помощью лехеровой системы на  $\lambda=1,5$  м. Proc. Phys. Soc., 1934, v. 46, № 256, p. 649—658.
134. Балыгин И. Е., Воробьев В. И. Измерение диэлектрической постоянной и удельной проводимости почвы. ЖТФ, 1934, т. 4, вып. 10, стр. 1836—1843.
135. Chakravarty M., Khastgir S. Непосредственное определение электрических параметров почвы на УКВ. Phil. Mag., 1938, v. 25, № 170, p. 793—801.
136. Banerjee S., Joshi R. Диэлектрическая постоянная и проводимость почвы на высоких частотах. Phil. Mag., 1938, v. 25, № 172, p. 1025—1033.
137. Sundaram P. Электрические параметры почвы на УКВ. Ind. J. of Phys., 1950, v. 24, № 11, p. 469—478.
138. Kirkscether E. Измерения параметров почвы с помощью двухпроводных линий. Trans. IRE, 1960, v. AP-8, № 3, p. 307—312.
139. Ratcliffe J., Shaw W. Определение диэлектрической постоянной почвы. Nature, 1929, v. 124, № 3129, p. 617.
140. Barfield R. Затухание электромагнитных волн над землей. J. IEE, 1928, v. 66, № 374, p. 204—218.
141. Kirby P. и др. Измерения проводимости почвы США на радиочастотах. Издание NBSUSA, 1954.
142. Fine H. Карта эффективной проводимости почвы. США. PIRE, 1954, v. 42, № 9, p. 1405—1408.
143. Galligioni G. Значение проводимости почвы в Италии. Alta frequenza, 1951, v. 20, № 3—4, p. 119—127.
144. Cherry R. Измерения поля вокруг некоторых австралийских радиовещательных станций. Proc. Phys. Soc., 1930, v. 42, № 233, p. 192—211.
145. Ireland G. Карта проводимости почвы Канады. PIRE, 1961, v. 49, № 11, p. 1674—1678.
146. Grosskopf J., Vogt K. Об измерении проводимости почвы. Измерительный прибор.  
а) TET, 1940, Bd 29, H. 6, S. 164—171.  
б) TET, 1941, Bd 30, H. 12, S. 352—353.  
в) TET, 1942, Bd 31, H. 1, S. 22—23; H. 4, S. 112—114.  
г) HFT u EA, 1943, Bd 62, H. 5, S. 131—133.
147. Niessen K. Параметры почвы, определяемые по измерениям вблизи передатчика. Z. Naturforsch., 1948, Bd 3a, № 8/11, S. 552—558.
148. Gill E. Простой метод измерения электрических параметров почвы. PIRE, 1949, p. III, v. 96, № 40, p. 141—144.
149. Grosskopf J. Измерения проводимости почвы в Шлезвиг-Гольштейне. FTZ, 1949, Bd 2, H. 7, S. 211—218.
150. Eliansen K. Проводимость и диэлектрическая постоянная почвы в Норвегии в диапазоне 0,2—10 Мгц. Geofys. Publ., 1957, v. 19, № 11, p. 1—30.
151. Кашпровский В. Е. Результаты измерений проводимости почв СССР. «Радио», 1963, № 9, стр. 40—45.
152. Кашпровский В. Е., Локальные проводимости почвы и их распределение на территории СССР. Геомагнетизм и аэрономия, 1963, т. 3, № 2, стр. 297—308.

153. Bettencourt J., Frazier J. Измерение электрических параметров толщи земли по затуханию радиоволн с глубиной. Trans. IEEE, 1963, v. AP-11, № 3, p. 358—363.

154. Вайнер А. Заземления. ОНТИ, 1938.

155. Бекетов В. И., Князев А. С. Авторское свидетельство № 124533 от 4.II.57 г.

156. Виткевич В. В. Экспериментальное изучение антенн на моделях. «Радиотехника», 1946, т. I, № 3—4, стр. 30—78.

157. Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма (§ 8.12, 9.3). Гостехиздат, 1948.

158. Вольперт А. Р. К расчету влияния плоскости раздела на диаграммы направленности произвольных антенн. «Радиотехника», 1946, т. I, № 6, стр. 22—35.

159. Рязин П. А. Распространение радиоволн вблизи земной поверхности. Сборник «Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности», стр. 101—144, Гостехиздат, 1945.

160. Пистолькорс А. А. Коротковолновые приемные антенны. Связьиздат, 1933.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
<b>Глава I. Структура электромагнитного поля вблизи поверхности земли . . . . .</b>	<b>7</b>
1.1. Излучение и прием под углами к горизонту . . . . .	8
1.2. Структура поля при распространении радиоволн вдоль поверхности земли . . . . .	25
1.3. Применение приближенных граничных условий и теоремы взаимности . . . . .	39
1.4. Структура поля вблизи вибраторов . . . . .	47
1.5. Поднятые вибраторы . . . . .	54
<b>Глава II. Электрические параметры приземных и подземных антенн . . . . .</b>	<b>70</b>
II.1. Особенности количественной оценки электрических свойств приземных антенн . . . . .	71
II.2. Электрические параметры антенн пространственных волн . . . . .	79
II.3. Электрические параметры антенн земных волн . . . . .	86
II.4. Параметры вибраторов, размещенных в полупроводящей среде . . . . .	91
II.5. Электрические параметры приемных антенн . . . . .	98
II.6. Другие параметры приземных и подземных антенн . . . . .	100
<b>Глава III. Волны вдоль провода, параллельного поверхности раздела. Метод наведенных э. д. с. с учетом влияния земли . . . . .</b>	<b>104</b>
III.1. Распространение электромагнитных волн вдоль горизонтального провода . . . . .	106
III.2. Параметры длинных проводов . . . . .	117
III.3. Методы расчета сопротивлений приземных антенн. Метод наведенных э. д. с. . . . .	128
III.4. Сопротивление элементарных вибраторов . . . . .	136
III.5. Сопротивление вертикального провода произвольной длины . . . . .	146
III.6. Сопротивление горизонтального провода произвольной длины . . . . .	156
III.7. Взаимные сопротивления проводов, размещенных под углом друг к другу . . . . .	167
III.8. Приближенный расчет электрических параметров горизонтального провода конечной длины . . . . .	177
	471

**Глава IV. Антенны из длинных проводов** . . . . . 186

IV.1. Распределение тока в приемном проводе . . . . . 187

IV.2. Низкорасположенные антенны бегущей волны . . . . . 193

IV.3. Наклонная V-образная антенна . . . . . 218

IV.4. Вертикальная полуромбическая антенна . . . . . 233

IV.5. Некоторые вопросы питания антенн из длинных проводов . . . . . 247

**Глава V. Подземные антенны** . . . . . 256

V.1. Распространение тока вдоль подземного вибратора. Входное сопротивление . . . . . 257

V.2. Вибраторы с диэлектрическим покрытием . . . . . 267

V.3. Параметры подземных антенн. Основные соотношения . . . . . 274

V.4. Характеристики направленности и коэффициент усиления . . . . . 282

V.5. Стелющиеся антенны . . . . . 292

**Глава VI. Симметричные вибраторы** . . . . . 298

VI.1. Расчет входных сопротивлений горизонтальных вибраторов . . . . . 300

VI.2. Симметричный коротковолновый вибратор с наклонными лучами . . . . . 311

VI.3. Коэффициент усиления симметричных вибраторов зенитного излучения . . . . . 317

VI.4. Малогабаритные антенны зенитного излучения . . . . . 325

VI.5. Вертикальный симметричный вибратор . . . . . 333

VI.6. Питание симметричных антенн . . . . . 341

**Глава VII. Несимметричные вибраторы** . . . . . 351

VII.1. Методы расчета входных сопротивлений несимметричных вибраторов . . . . . 352

VII.2. Несимметричные вибраторы средних и коротких волн . . . . . 369

VII.3. Несимметричные вибраторы метровых волн . . . . . 384

VII.4. Особенности практической эксплуатации штыревых антенн при совместном их размещении . . . . . 392

VII.5. Диапазонные эквиваленты вибраторных антенн . . . . . 396

**Глава VIII. Методы экспериментального исследования приземных и подземных антенн** . . . . . 411

VIII.1. Измерение параметров почвы . . . . . 412

VIII.2. Методы измерения входных сопротивлений антенн . . . . . 420

VIII.3. Измерение коэффициента усиления антенн пространственных волн . . . . . 432

VIII.4. Изменение коэффициента усиления антенн земных волн . . . . . 437

VIII.5. Моделирование . . . . . 441

VIII.6. Измерение коэффициента асимметрии симметричных антенн и устройств . . . . . 448

**Приложения:** . . . . . 450

Литература . . . . . 462

**Замеченные опечатки**

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
24	Рис. 1.1.14	$R_0$	$F_{в\text{ мнн}}$
45	4 снизу	$\frac{\partial H_{1y}}{\partial y}$	$\frac{\partial H_{1y}}{\partial x}$
87	5 снизу	2)	(1)
92	4 сверху	$\frac{p - in}{(m^2 + p^2) k_1 r}$	$\frac{p - in}{(n^2 + p^2) k_1 r}$
115	3 сверху	(31)	(32')
139	4 снизу	$2 \frac{\dots}{(k_1 r)^2}$	$2 \frac{\dots}{(k_1 r)^2}$
158	1 снизу	$e^{-ik_1(2l+x)}$	$e^{-ik_1(2l-x)}$
172	4 и 7 снизу	$(z'' - z')^2$	$(z'' + z')^2$
178	8 сверху	$\text{tg } \beta l = \dots$	$\text{th } 2\beta l = \dots$
302	7 сверху	$e^{-ik_1(l_1-M)}$	$e^{-ik_1(l_1-H)}$
302	8 сверху	$e^{-ik_1 H}$	$e^{ik_1 H}$
418	Рис. VIII.1.2	Поменять местами 1-е и 3-е обозначения	
463	15 снизу	IRE, v.AP-5	IRE, 1957, v.AP-5...
470	8 сверху	стр. 30—78	стр. 70—78