

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ОЧЕРК
СОВРЕМЕННЫХ ДАННЫХ ПО ИССЛЕДОВАНИЯМ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН***Я. Л. Альперт***1. ДЛИННЫЕ, СРЕДНИЕ И КОРОТКИЕ ВОЛНЫ****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	505
2. Новые теоретические результаты	506
3. О распространении длинных волн	536
4. Исследования над неоднородной поверхностью Земли	541
5. Влияние тропосферы — новые результаты	544
6. Исследования кругосветного эхо	547
7. Скорость радиоволн	552
8. Кроссмодуляция радиоволн	555
Цитированная литература	558

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние 10 лет были опубликованы новые интересные результаты исследования распространения радиоволн, которые до настоящего времени ещё не нашли освещения в обзорных статьях. Лишь некоторые из этих новых данных содержатся в изданных в последние годы книгах¹⁻⁵.

В обзорах, опубликованных за эти годы, достаточно полно излагались вопросы распространения ультракоротких волн⁶ (метровый диапазон), данные исследования скорости радиоволн⁷; вопросы исследования ионосферы^{8, 9}. Однако именно в этот период времени бурно выросло использование в технике и науке части ультракоротковолнового диапазона, которую сейчас часто выделяют в отдельный диапазон микрорадиоволн — сантиметровые и дециметровые волны. Некоторые вопросы, связанные с данными о распространении этих волн, содержатся в статье В. Л. Гинзбурга^{5а}. Однако большое количество новых и важных данных;

относящихся к этой области, до последнего времени мало известно⁵⁶. В области «старых» радиодиапазонов — длинных, средних и коротких волн — также были получены новые интересные результаты; то же относится и к скорости распространения радиоволн, измерениям которой в широком диапазоне радиоволн посвящено несколько работ, выполненных уже после опубликования статьи Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси⁷.

В эти же годы были выполнены важные фундаментальные теоретические работы в области распространения радиоволн над земной поверхностью, в известной степени завершившие почти полувековой период изысканий большого количества учёных в этой области. Это главным образом работы советских физиков по диффракции радиоволн вокруг Земли с учётом рефракции в атмосфере (В. А. Фок^{36, 11}) и по распространению радиоволн над неоднородной земной поверхностью (Г. А. Гринберг, М. А. Леонтович, Е. Л. Фейнберг³).

Настоящая статья предназначена в некоторой мере восполнить указанный выше пробел. В первой части (I) кратко излагаются современные новые данные в области распространения длинных, средних и коротких волн, вторую её часть (II) предполагается посвятить распространению микрорадиоволн и частично ультракоротких волн.

2. НОВЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

а) Диффракция радиоволн вокруг Земли с учётом рефракции в тропосфере

Распространение радиоволн над однородной земной поверхностью, если не учитывать влияния ионосферы, обусловлено диффракцией вокруг Земли и рефракцией в тропосфере. В этом случае электромагнитное поле в месте приёма создаётся так называемой прямой волной (или, как её иногда называют, земной волной).

Изучение прямой волны представляет большой интерес, так как практически весьма часто создаются условия, когда формулы, полученные из расчётов прямой волны, можно с большой степенью точности применять в широком диапазоне волн (от $1 \div 2$ м до $2000 \div 5000$ м) на расстояниях, которые могут составлять $1000 - 2000$ км и более.

Построению математической теории распространения прямой волны было посвящено много работ. Среди них следует указать работы Б. А. Введенского¹⁰, которые сыграли большую роль в создании теории распространения ультракоротких волн. Однако решение этой задачи полностью завершено лишь в работах В. А. Фока^{36, 11}. В этих исследованиях дана строгая математиче-

ская теория диффракции и рефракции радиоволн вокруг Земли, и получены формулы, дающие непрерывный переход от освещенной области к области тени. В предельных случаях получаются формула для плоской Земли *) и отражательная формула для освещенной области **).

Для случая учёта только диффракции строгие теоретические расчёты были ранее доведены до численных расчётов и графиков амплитуды поля в работах Ван-дер-Поля и Бреммера^{13, 14}. Рефракция в атмосфере учитывалась до работ В. А. Фока лишь на основе лучевой трактовки; между тем в области полутени и тени понятие луча вообще теряет смысл и тем самым понятие эквивалентного радиуса Земли, которое вводилось на этой основе, не имело теоретического обоснования. В. А. Фоком¹⁵ дано обоснование понятия эквивалентного радиуса Земли и показано, что оно применимо в области тени и полутени и что в большинстве практических случаев замена радиуса Земли эквивалентным радиусом в формулах, учитывающих только диффракцию, вполне достаточна для учёта рефракции в атмосфере.

Функция ослабления (которая называется иногда множителем ослабления; так как она входит множителем в основные формулы и определяет, как изменяется модуль и фаза компонент электромагнитного поля в месте приёма по сравнению с той величиной, которую они имели бы в свободном пространстве) приводится в цитированных выше работах В. А. Фока^{11, 35} к ряду

$$V(x, y_1, y_2, q) = |e^{i \frac{\pi}{2}} \cdot 2 \sqrt{\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{ixt_s}}{t_s - q^2} \cdot \frac{w_1(t_s - y_1)}{w_1(t_s)} \cdot \frac{w_1(t_s - y_2)^{***}}{w_1(t_s)} \cdot (1)$$

Входящая в формулу (1) величина

$$x = m\vartheta \quad (2)$$

называется приведённым горизонтальным расстоянием от источника

*) Формула Вайля — Ван-дер-Поля.

***) Её впервые обосновал и применил для расчётов ультракоротких волн Б. А. Введенский (см. интересное изложение предельных переходов диффракционной формулы в статье В. А. Фока¹²).

****) Следует указать, что формула (1) удобна для расчётов лишь в области тени, где достаточно ограничиться первоначально двумя, а затем лишь одним членом ряда. В области же полутени требуется учёт большого количества членов, так что расчёты по (1) делаются очень громоздкими. В освещенной области расчёты проводятся по отражательной формуле. Подробнее об отражательной формуле см. часть II этой статьи.

(рис. 1); $r = R_0 \vartheta$ — расстояние между излучателем и точкой наблюдения вдоль поверхности Земли;

$$y_1 = \frac{k}{m} z_1 \text{ и } y_2 = \frac{k}{m} z_2 \quad (3)$$

суть, соответственно, приведённые высоты точки наблюдения и точки излучения; z_1 и z_2 — высоты точек наблюдения и излучения над земной поверхностью;

$$q = im \frac{k}{k_2} \sqrt{1 - \frac{k^2}{k_2^2}} \quad (4)$$

— параметр, характеризующий электрические свойства земной поверхности, так как

$$k_2^2 = k^2 \left(\epsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right), \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad (5)$$

где ϵ и σ — диэлектрическая постоянная и проводимость земной поверхности и

$$m = \sqrt[3]{\frac{kR_0}{2}} \quad (6)$$

представляет собой большой параметр этой задачи (R_0 — радиус

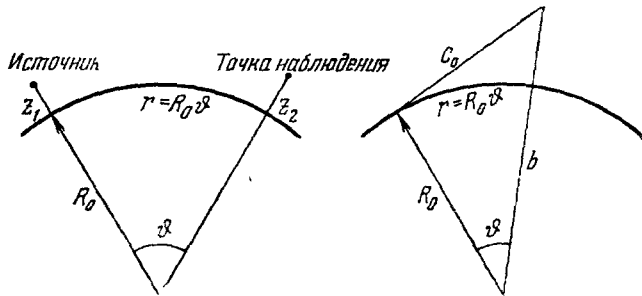


Рис. 1.

Земли) — всюду при решении отбрасываются члены порядка $1/m^2$ по сравнению с единицей.

Величины t_s , входящие в (1), являются корнями уравнения

$$\omega'(t) - q\omega(t) = 0,$$

где

$$\omega'(t) = \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} e^{iz - \frac{1}{3} z^3} dz \quad (7)$$

есть комплексная функция Эйри, играющая вспомогательную роль в этих вычислениях.

Для случая, когда либо вертикальный диполь, либо точка наблюдения расположены на поверхности Земли (z_1 или $z_2 = 0$), функция $V(x, y, q)$ протабулирована М. Г. Белкиной¹⁵ в области тени для большого интервала изменения параметров x, y, q , что позволяет делать расчёты напряжённости поля по формуле

$$E_R = \frac{300 \sqrt{W_\Sigma}}{r} \cdot \frac{h_c^2}{R_0^2} \frac{|V(x, y, q)|}{2}, \quad (8)$$

где $r = R_0 \vartheta$ (в км), W_Σ (в квт) — мощность излучения, а

$$h_c = \frac{R_0 \cdot b}{C_0} \sin \vartheta \quad (9)$$

(см. обозначения на рис. 1). Таблицы¹⁵ содержат также значения $\arg V(x, y, q)$, определяющие дополнительную фазу и, следовательно, фазовую скорость радиоволн; кроме того, в них показано, как можно вычислить групповую скорость. Наличие данных о фазе волны является большим преимуществом этих вычислений по сравнению с приведёнными в¹¹⁻¹² и в других работах, где эти величины либо не вычислены, либо метод расчётов вообще не позволяет определять фазу волны.

Здесь приводится формула только для E_R — вертикальной составляющей поля на поверхности Земли, так как она играет основную роль в измерениях, особенно в диапазоне волн, преимущественно рассматриваемом в этой статье.

В приведённых выше формулах всюду встречается радиус Земли R_0 . Для учёта рефракции в нижней атмосфере необходимо заменить в выражениях для x, y, q [(2), (3), (4)] величину R_0 на так называемый эквивалентный радиус земли R^* , определяемый формулой

$$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{2\varepsilon_0} \left(\frac{d\varepsilon}{dz} \right)_0, \quad (10)$$

где ε_0 и $\left(\frac{d\varepsilon}{dz} \right)_0$ — значения диэлектрической постоянной нижней атмосферы и её градиента у поверхности Земли.

Укажем здесь, что применение понятия эквивалентного радиуса Земли, обоснование которого, как указывалось выше, дано впервые в работе В. А. Фока³⁶, строго говоря, допустимо лишь для нормальной атмосферы, когда с большой степенью точности можно принять, что градиент показателя преломления ε не меняется с высотой, т. е. что $\frac{d\varepsilon}{dz} = \text{const}$. В. А. Фок³⁶ исследовал условия, когда это предположение законно. Однако в случае температурной инверсии, когда возникает так называемое явление суперрефракции на ультракоротких волнах, величина $\frac{d^2\varepsilon}{dz^2}$ может достигать большой величины, и учёт рефракции требует более

точных вычислений. Общее решение и функция ослабления получены В. А. Фоком³⁶ из более общих предположений относительно показателя преломления атмосферы, так что они учитывают сложный закон изменения ϵ ; однако для этого случая получить численные результаты весьма сложно.

Второе обстоятельство, которое целесообразно здесь отметить, заключается в том, что В. А. Фок³⁶, как и принято в настоящее

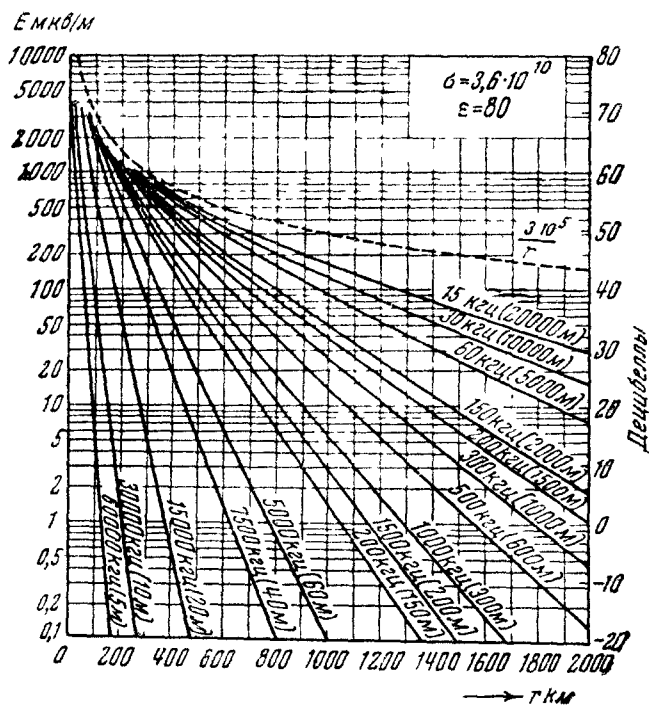


Рис. 2.

время, исходит из того, что нижняя атмосфера является чистым диэлектриком и что в ней отсутствует дисперсия. Общепринятым выражением для коэффициента преломления является в настоящее время³⁷

$$n = \sqrt{\epsilon} = \frac{79}{T} \left(p - \frac{e}{7} + 4800e \right) \cdot 10^{-6}, \quad (11)$$

где T — абсолютная температура, p — полное давление атмосферы и e — давление водяных паров в миллибарах (1 мм ртутного столба = 1,332 миллибар), причём показано, что эта формула не должна содержать зависимости от частоты до коротких микроволн. Следует, однако, иметь в виду, что в настоящее время

хорошо известно избирательное молекулярное поглощение водяных паров и кислорода (об этом см. в части II настоящей статьи) в области микрорadioволн. Это указывает на то, что в микроволновом диапазоне ϵ должно зависеть от частоты.

В заключение приведём некоторые графики, полезные для практических расчётов. На рис. 2—5 нанесены для разных длин волн кривые напряжённости поля над сушей ($\epsilon=4$, $\sigma=9,10^7$ CGSE) в функции расстояния от источника мощностью в 1 квт для

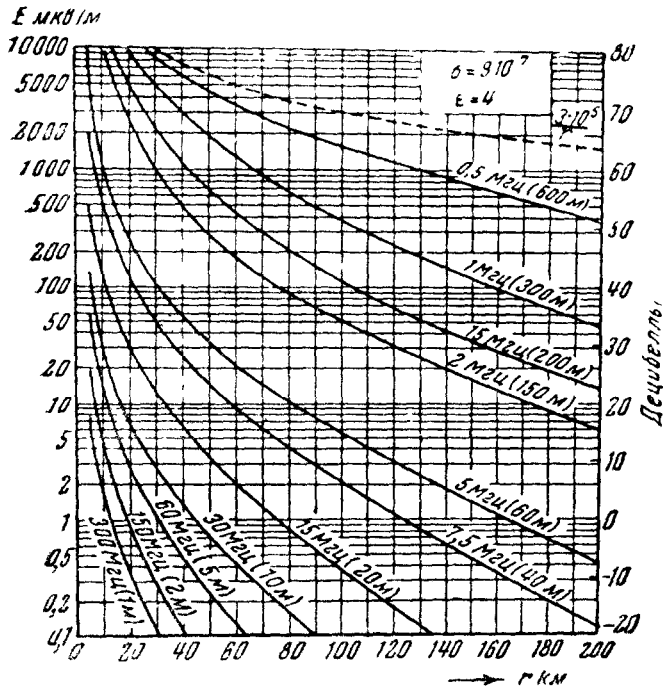


Рис. 3.

случая, когда источник и точка наблюдения находятся на поверхности Земли. На рис. 6—9 то же приведено для моря ($\epsilon=80$, $\sigma=3,6 \cdot 10^{10}$ CGSE). Кривые эти заимствованы из работы¹³ и рассчитаны при учёте только диффракции. Проверка этих кривых по таблицам М. Г. Белкиной¹⁵ даёт полное совпадение численных результатов.

Приведённые графики могут быть практически использованы почти вплоть до длин волн $2 \div 5$ м. Для волн меньшей длины эти расчёты вряд ли пригодны, хотя и полезны для некоторых оценок. Это объясняется тем, что в случае волн, меньших $2 \div 5$ м, источник и точка наблюдения практически никогда не находятся

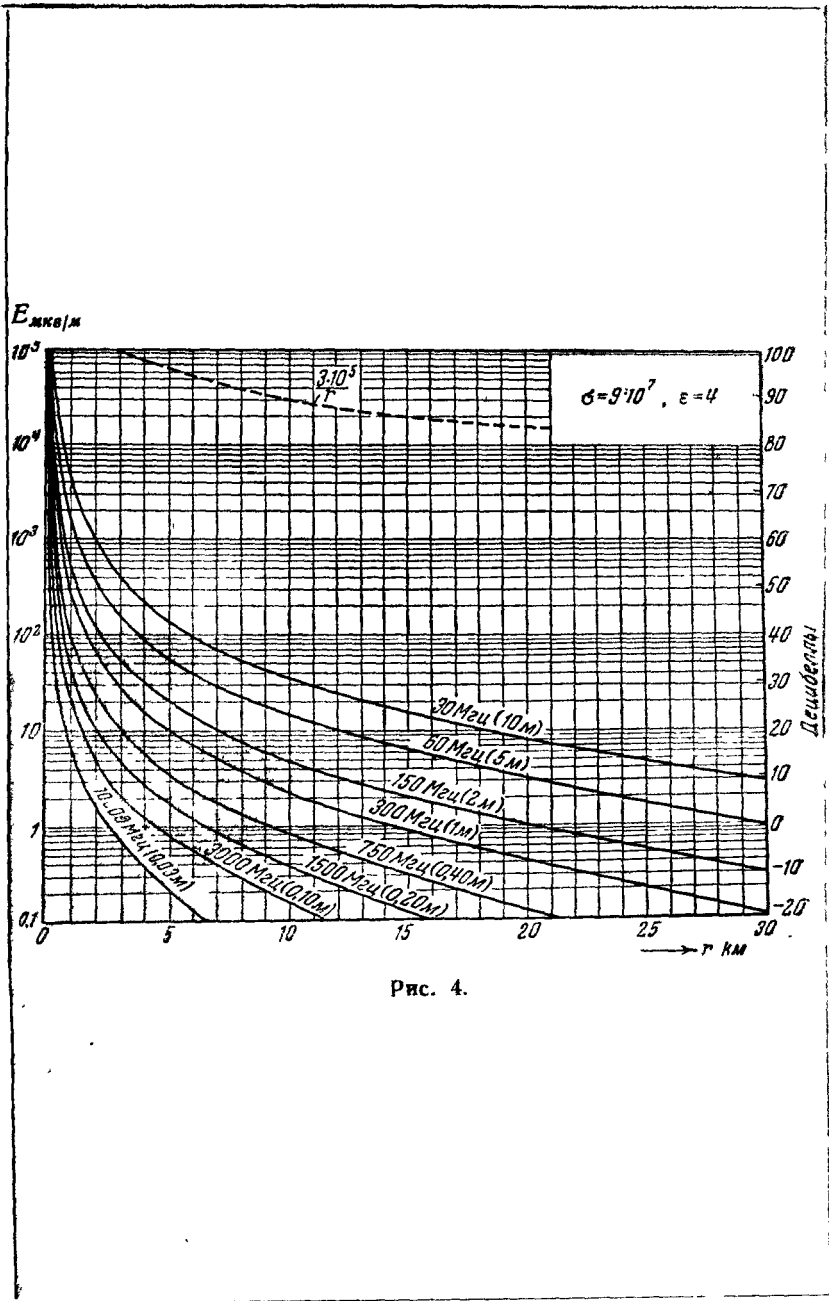


Рис. 4.

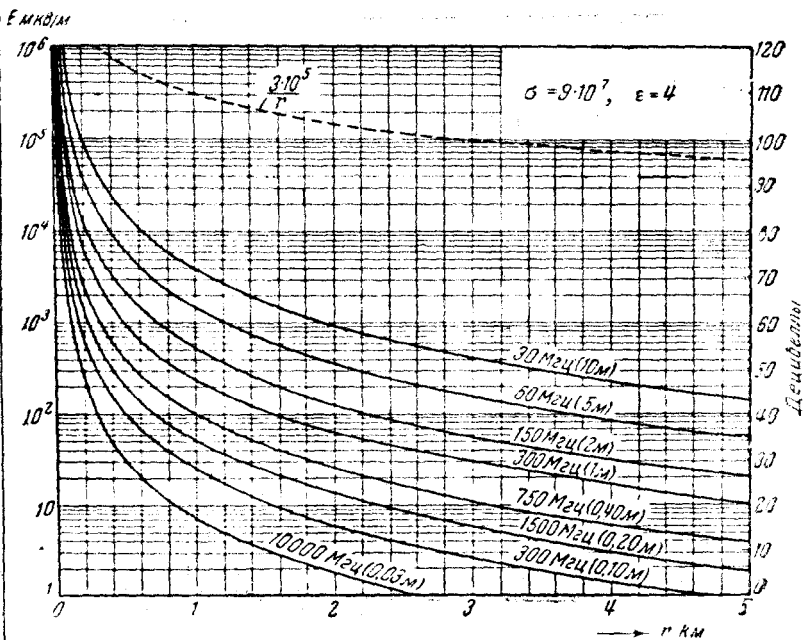


Рис. 5.

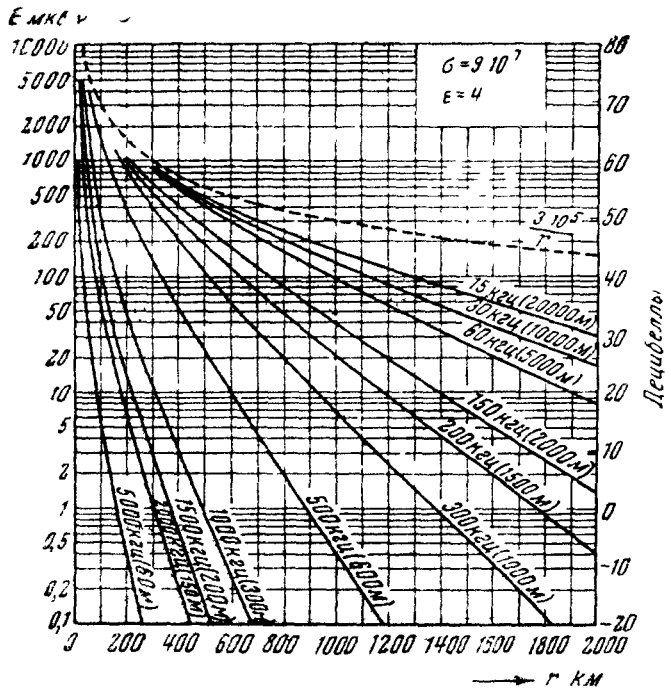


Рис. 6.

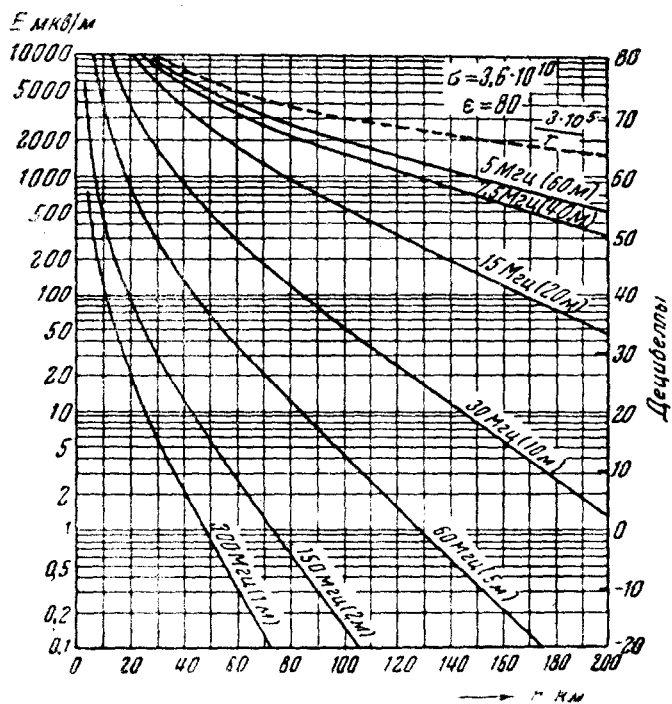


Рис. 7.

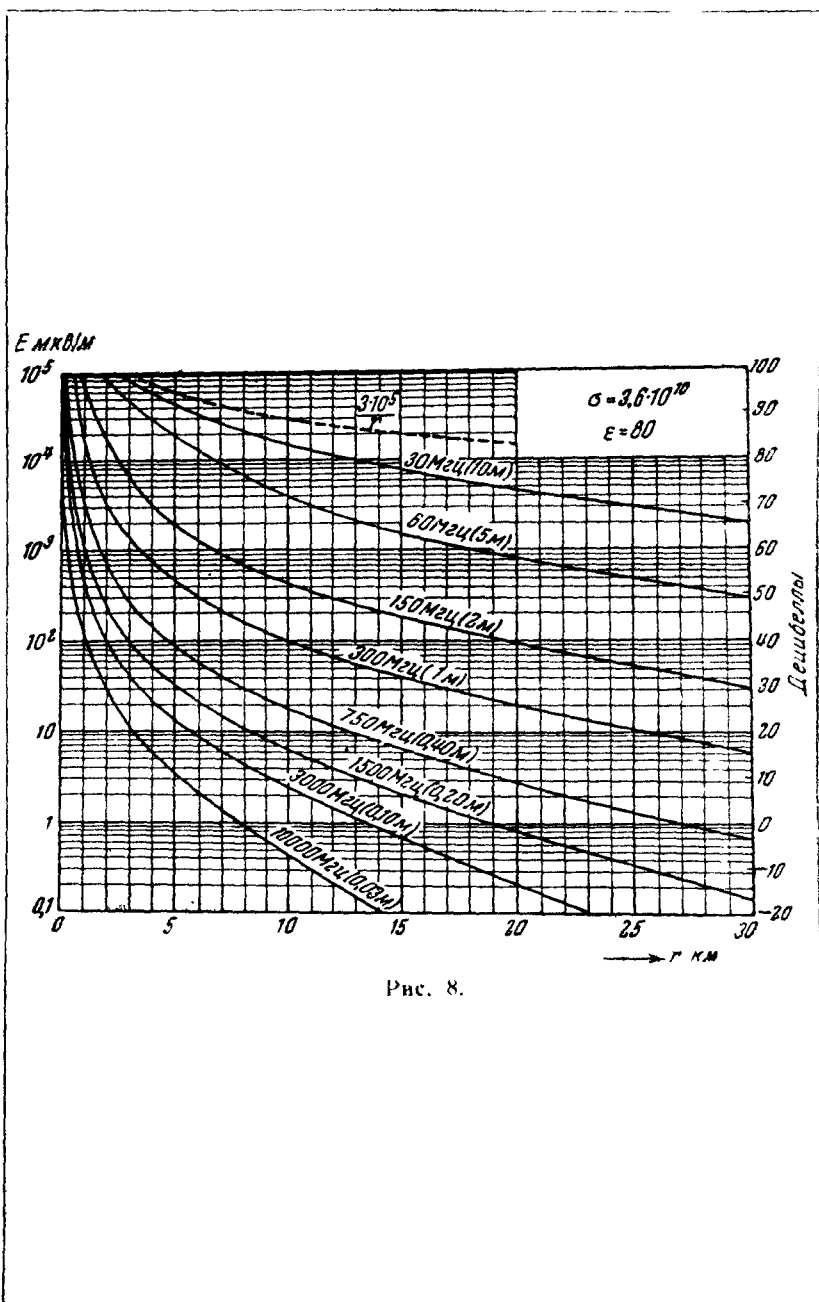


Рис. 8.

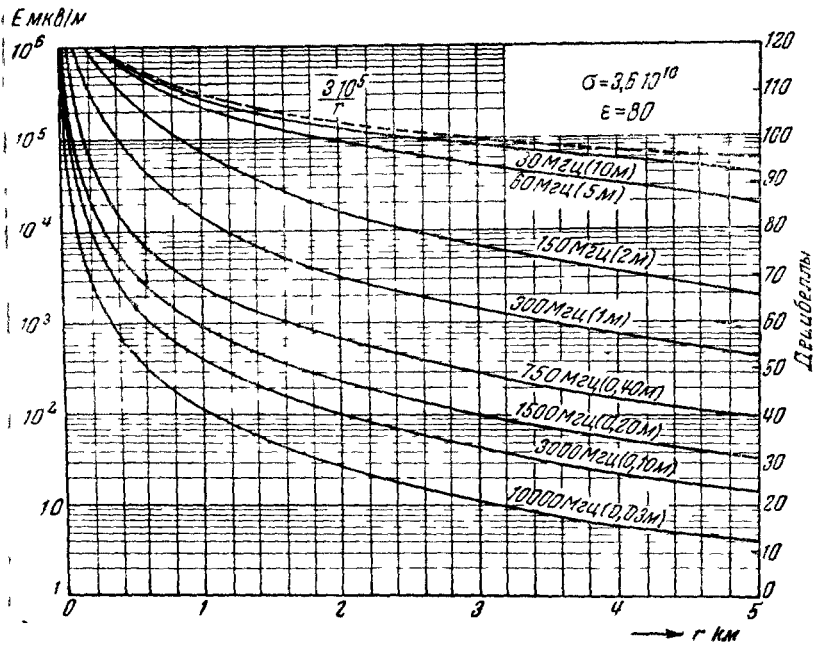


Рис. 9.

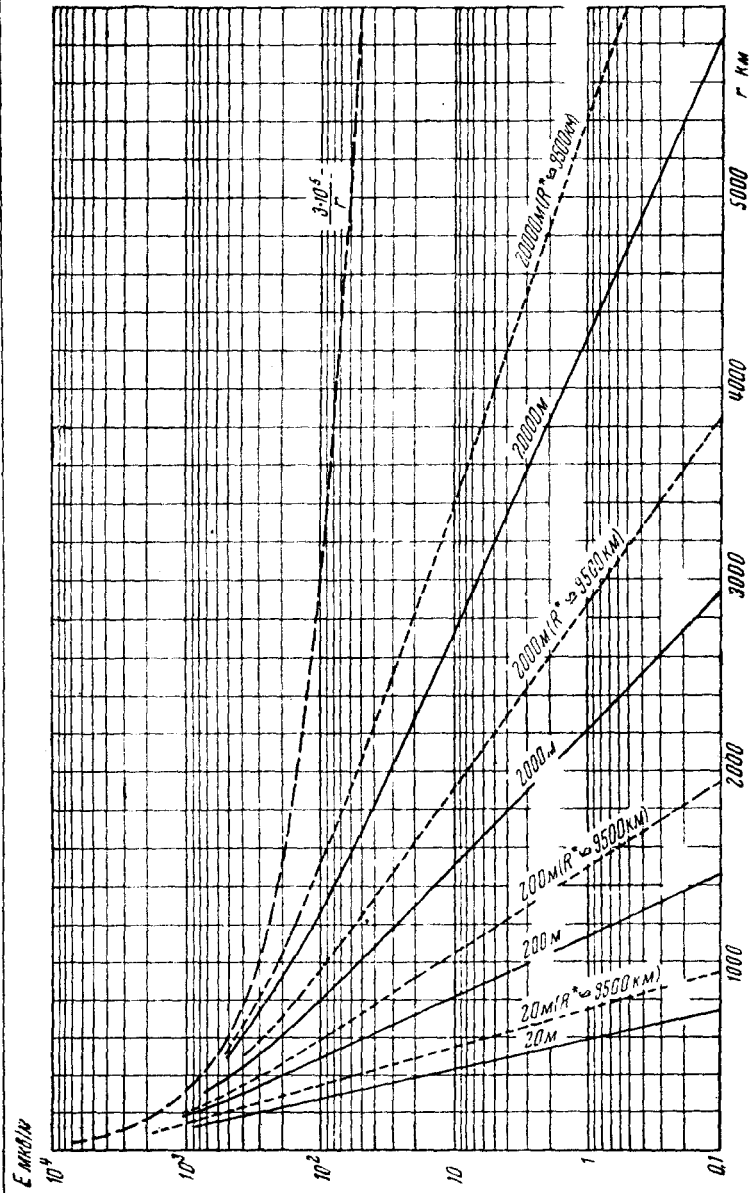


Рис. 10.

на поверхности Земли (незаконно допущение $z_1 = z_2 = 0$), высота подвеса антенн может достигать нескольких десятков и более длин волн, что должно существенно сказаться на результатах расчёта. Кроме того, в этом диапазоне шероховатости земной поверхности (мелкие неоднородности, рябь на воде, кустар-

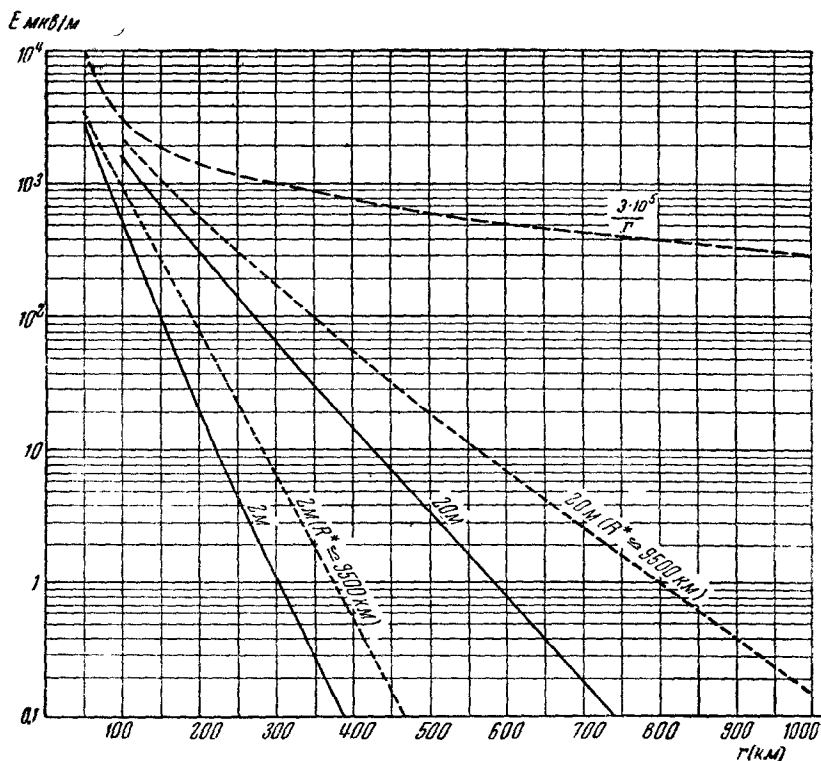


Рис. 11.

ники и даже трава) становятся соизмеримыми с длиной волны, что делает уже незаконным предположение об её однородности.

Влияние рефракции в нижней атмосфере иллюстрируется рис. 10 и 11, на которых приведены для разных длин волн ($\omega_z = 1 \text{ квт}$, $\sigma \cong \infty$ — море) кривые напряжённости поля в функции расстояния для $R^* = 9500 \text{ км}$ *) и для $R_0 = 6370 \text{ км}$ (чисто дифракция), рассчитанные по таблицам М. Г. Белкиной¹⁵. Из рисунков видно, что рефракция особенно существенно меняет

) В некоторых работах рекомендуется для средних широт Европейского континента это значение k^ ; в последнее время более принято $R^* = 8000 \text{ км}$.

величину E на достаточно больших расстояниях от источника. Приведённые на рис. 12 кривые дополнительной величины фазы $\Delta\Phi$, рассчитанные этим же путём, показывают, что $\Delta\Phi$ увеличивается с уменьшением длины волны и при учёте рефракции. В ряде случаев $\Delta\Phi$ может достичь большой величины, поэтому для точного расчёта оптической длины пути прямой волны необходимо

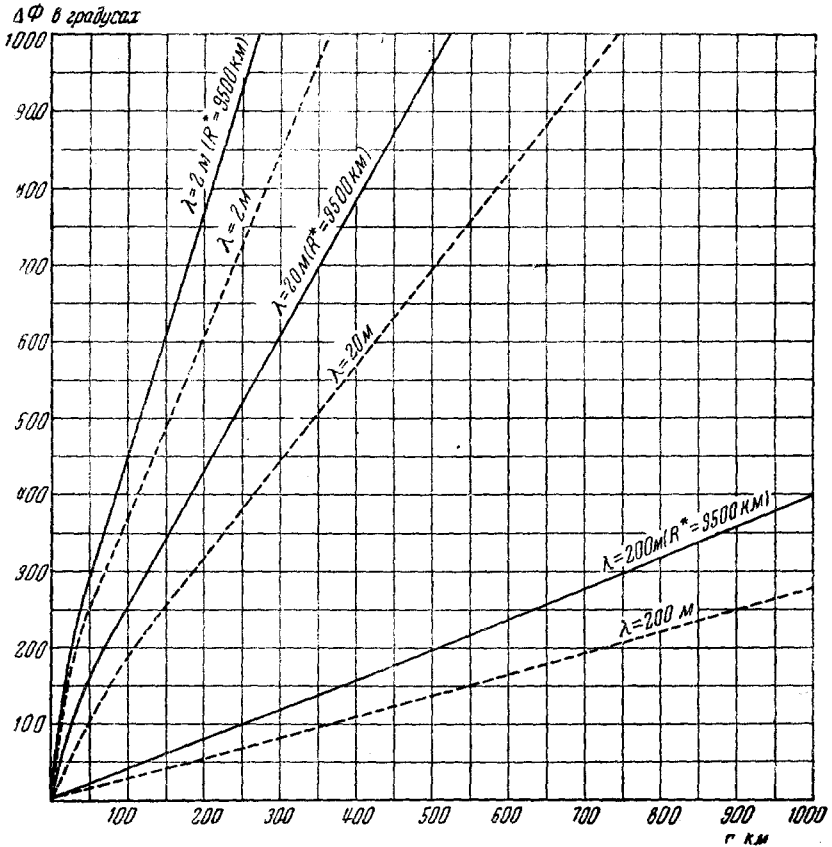


Рис. 12.

учитывать как дифракцию около Земли, так и рефракцию в нижней атмосфере.

В заключение этого параграфа остановимся ещё на следующем вопросе. Представляет интерес, появляются ли какие-либо особенности в характере электромагнитного поля радиоволн при переходе через линию горизонта, как, скажем, в оптике, когда за границей тени интенсивность электромагнитного поля быстро падает.

Рассмотрение графиков напряжённости поля для разных высот поднятия источника и точки наблюдения (такие графики приводятся в 13, 14; их можно также построить по формулам и таблицам, приведённым в 11, 15) показывает, что они не содержат каких-либо типичных особенностей. Общий же характер влияния линии горизонта на интенсивность электромагнитного поля виден из рис. 13¹⁴, на котором для высоты точки наблюдения $z = 100$ м построены для разных длин волн, помеченных на рисунке, кривые зависи-

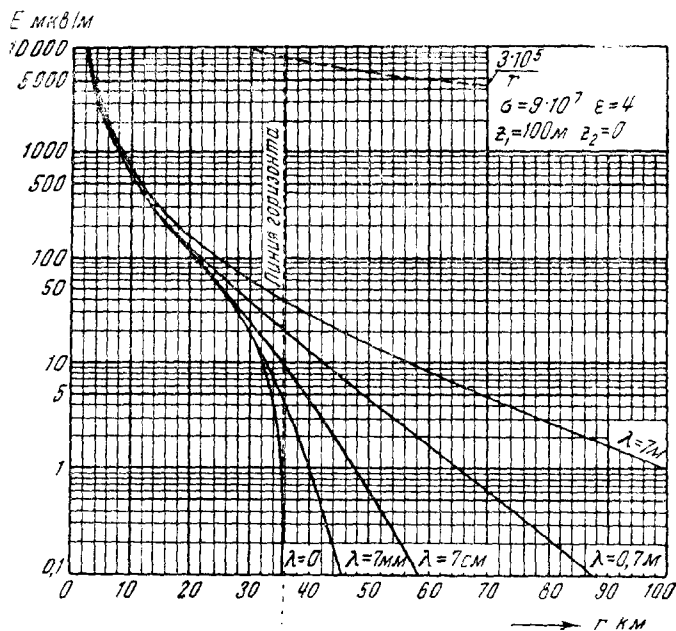


Рис. 13.

мости напряжённости поля у земной поверхности ($z_2 = 0$) от расстояния. Пунктиром нанесена линия горизонта. Из рисунка видно, что лишь в миллиметровом диапазоне волн начинается более быстрое падение интенсивности поля за линией горизонта.

б) Распространение радиоволн над неоднородной поверхностью Земли

В реальных условиях распространение радиоволн почти всегда происходит над электрически неоднородной и неровной поверхностью земли. Поэтому в полной теории требуется учёт неоднородности границы раздела: земля — атмосфера. Это имеет, прежде всего, практическое значение, так как во многих случаях из-за

неучёта неоднородности земной поверхности наблюдается существенное расхождение между теорией и измерениями. При этом нельзя рассчитывать на то, чтобы теория смогла каждый раз учитывать все индивидуальные особенности земной поверхности. Это было бы очень сложно и практически невозможно, а также и не нужно. Требования, которые предъявляются в данном случае к теории, заключаются в том, чтобы можно было количественно рассчитывать структуру электромагнитного поля, хотя бы для некоторых идеализированных случаев неоднородности, лишь в среднем отражающих многообразие реальных условий. Можно указать на следующие типичные случаи:

1. Когда на трассе распространения имеются две (или несколько) электрически и геометрически однородные, достаточно протяжённые полосы с разными значениями диэлектрической постоянной ϵ и проводимости σ , с прямолинейной границей раздела между ними, например: переход с суши на море, или несколько полос суши с разными ϵ и σ — назовём его случаем чисто электрической неоднородности.

2. Когда на трассе распространения имеется большая геометрическая неоднородность, например в виде резко приподнятого берега с прямолинейной границей или большой горы или ложбины; при этом геометрическая неоднородность может также иметь другие значения ϵ и σ — это, можно сказать, случай неоднородности из-за рельефа.

3. Когда трассу распространения можно характеризовать большим числом хаотически расположенных неоднородностей относительно небольшого размера. Это могут быть как геометрические неоднородности — неровности, холмы, кустарники, деревья и т. п., так и электрические неоднородности — озёра, группа кустарников, песчаные отмели и т. п. Можно при этом считать, что неоднородности в среднем равномерно распределены вдоль трассы распространения — назовём его случаем «шероховатой» поверхности Земли. Конечно, имеется в виду, что именно теория должна определить меру «большой» или «малой» неоднородности.

Кроме того, со стороны теории важно получить количественный ответ на более общий вопрос, а именно на то, какова эффективная область поверхности Земли, участвующая в распространении радиоволн между заданными двумя точками. Вопрос этот практически очень важен, так как ответ на него должен указать, насколько и как нужно учитывать окружающие условия в каждом конкретном случае, т. е. какие участки поверхности принимают основное участие в формировании электромагнитного поля в точке приёма.

Однако до последнего десятилетия перечисленные выше вопросы оставались неразрешёнными. В зарубежной литературе

в большинстве из этих вопросов была путаница и неправильное толкование картины распространения радиоволн над неоднородной поверхностью Земли, даже с качественной стороны. Эта ошибочность взглядов, как и неправильное понимание вопроса о скорости распространения радиоволн над земной поверхностью, в большей мере была обязана неправильной концепции так называемых поверхностных волн Ценнека (см.¹). Следует указать, что с неправильным толкованием этих вопросов приходится встречаться в литературе до последнего времени.

Правильную качественную картину распространения радиоволн над земной поверхностью, подчёркивающую роль участков, окружающих источник и точку наблюдения («взлётная» и «посадочная» площадки), дал давно Л. И. Мандельштам (см.^{3, 11, 16}). Его точка зрения противоречила установленному в то время взгляду о том, что на трассе распространения радиоволны аддитивно накапливают действие каждого из участков. Однако строгого теоретического обоснования его взглядов не существовало, как и не было количественной теории других явлений, происходящих при распространении радиоволн над неоднородной поверхностью Земли. Это приводило, например, и к тому, что долгое время оставалось неизвестным весьма любопытное и практически важное явление, предсказанное впервые теоретически Е. Л. Фейнбергом и заключающееся в росте напряжённости поля с увеличением расстояния между передатчиком и приёмником при переходе трассы с суши на море, подтверждённое лишь недавно экспериментально (см. об этом ниже, раздел 4). В этом явлении, именно, и сказалась отмеченная выше роль электрических свойств поверхности Земли в окрестности источника и точки наблюдения в формировании электромагнитного поля в месте приёма.

Лишь в последние годы в работах советских теоретиков была правильно поставлена и в основном решена задача о распространении радиоволн над неоднородной поверхностью Земли. Эти работы, как и описанные выше исследования В. А. Фока, опирались на применение при решении уравнений поля приближённых граничных условий, введённых М. А. Леонтовичем^{2а} и справедливых для практически часто встречающихся случаев, когда $\left| \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right| \gg 1$. Уже в работе Г. А. Гринберга^{2в} было показано для случая береговой рефракции отсутствие аддитивности действия отдельных участков поверхности на трассе распространения. Однако решение этой задачи получило существенное развитие в работах Е. Л. Фейнберга^{2г, 16}, в которых был развит общий метод расчёта электромагнитного поля над неоднородной поверхностью Земли и ряд формул доведён до вида, пригодного для численных расчётов. Ниже кратко излагаются результаты

этих теоретических исследований и приводятся соответствующие формулы.

1. Об эффективной трассе прямой волны и случай электрической неоднородности. Как показано в работе Е. Л. Фейнберга^{3r}, задача о распространении радиоволн над неоднородной поверхностью Земли сводится к решению интегрального уравнения

$$W(r) = f(s_0 r) + \frac{ik}{2\pi} r e^{ikr} \int \int (V \eta(x_1, y_1) - V \eta_0) \frac{e^{ik(r_1+r_0)}}{r_1 r_0} \times \\ \times f(s_0 r_0) W(r_1) dx_1 dy_1, \quad (12)$$

позволяющего вычислить функцию ослабления $W(r)$ прямой волны в точке наблюдения, находящейся на расстоянии $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ от источника.

В формуле (12) введены следующие обозначения:

$$\eta(x_1, y_1) = \frac{1}{\epsilon(x_1, y_1) + i \frac{4\pi\sigma(x_1, y_1)}{\omega}} \quad (13)$$

— параметр, характеризующий электрические свойства земной поверхности и являющийся функцией текущих координат x_1, y_1 [$\eta(x_1, y_1)$ должно мало изменяться на отрезке, равном длине волны в почве];

$$\eta_0 = \frac{1}{\epsilon_0 + i \frac{4\pi\sigma_0}{\omega}} \quad (14)$$

— вспомогательный произвольный параметр, в котором ϵ_0 и σ_0 можно истолковать, как электрические характеристики некоторой фиктивной поверхности. Уравнение (12) справедливо при любом $|\eta_0| \ll 1$. Е. Л. Фейнбергом^{3r} разработан метод, показывающий, что для отдельных типов неоднородности правильным выбором η_0 можно свести задачу к вычислению определённых интегралов, им же рассмотрено большое количество таких практически важных случаев.

Величины r_0 и r_1 в (12) соответственно равны:

$$r_0 = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}, \quad r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}, \quad (15)$$

а $f(sr)$ есть функция ослабления прямой волны для однородной земной поверхности. Эта функция была впервые приведена к форме, пригодной для численных расчётов напряжённости поля, М. В. Шулейкиным (см.¹⁷), а затем Ван-дер-Подем. Модуль $f(sr)$ графически представлен хорошо известными в литературе кривыми (рис. 14) для разных значений $|\rho| = |sr|$, где ρ — так называемое

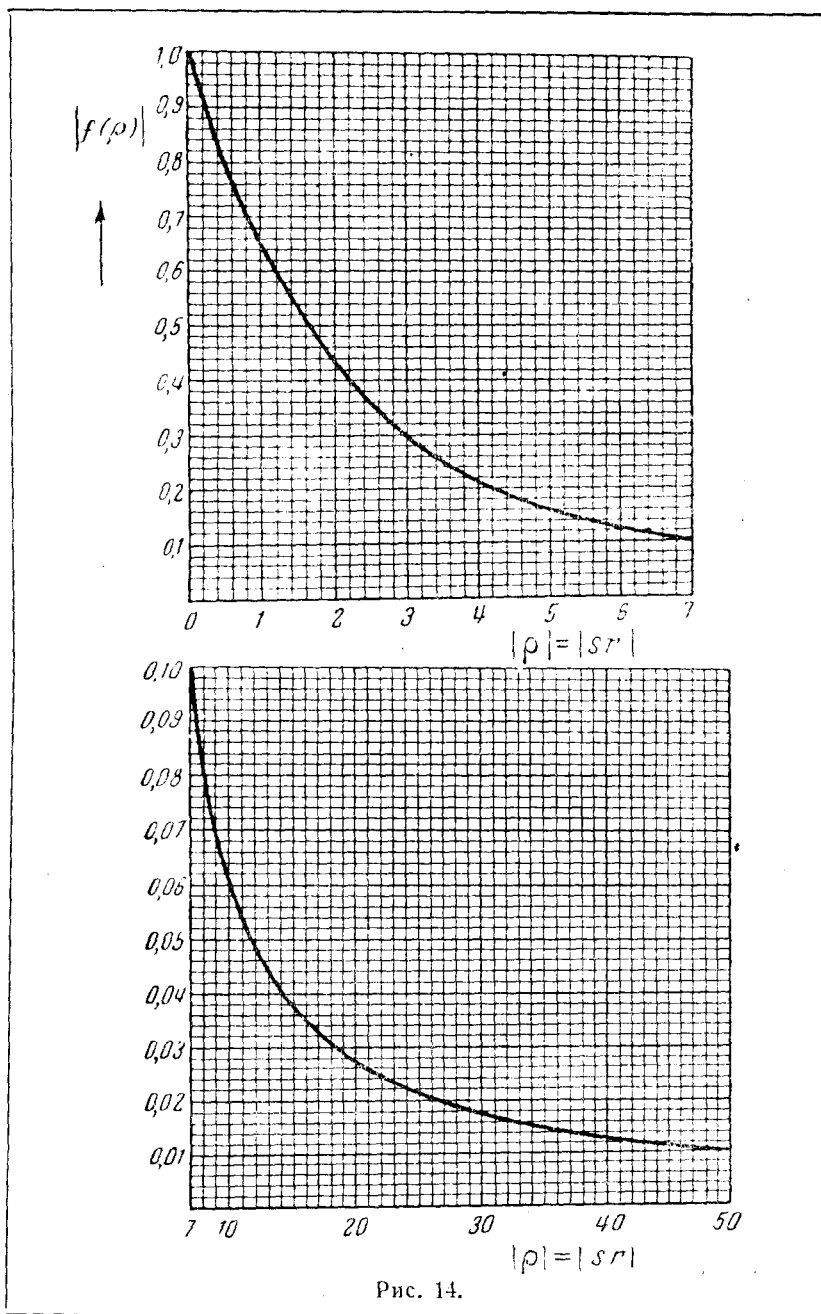


Рис. 14.

численное расстояние, равное для $\left| \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right| \gg 1$

$$\rho = i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \frac{1}{\varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}} \cdot r = i \cdot k \cdot \frac{1}{2} \eta \cdot r = s \cdot r, \quad (16)$$

а для $\frac{\sigma}{\omega} \gg \varepsilon$

$$|\rho| = \frac{3 \cdot 10^5}{2} \cdot \frac{\pi}{\sigma \lambda^2} r, \quad (16a)$$

где r и λ выражены в км и σ — в CGSE.

Напомним также, что для $|\rho| \gg 1$

$$f(\rho) \cong -\frac{1}{2\rho}. \quad (17)$$

В формулу (12) входят $f(s_0 r)$ и $f(s_0 r_0)$ для значения $s_0 = \frac{ik}{2} \eta_0$.

Существенным результатом, полученным Е. Л. Фейнбергом^{3г} при анализе уравнения (12), является доказательство того, что это интегральное уравнение можно свести к однократному интегралу, т. е. что главную роль в интеграле по поверхности играет весьма ограниченная область в виде весьма вытянутого эллипса, охватывающего источник и точку наблюдения, выступающего за

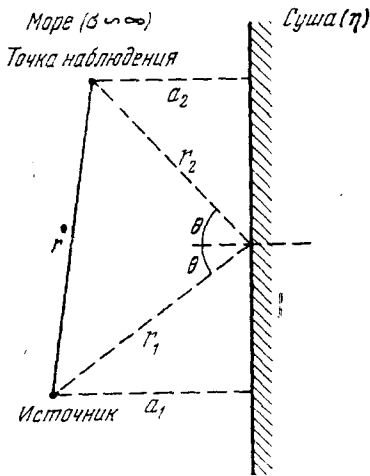


Рис. 15.

них на расстояние порядка $\frac{\lambda}{4\pi}$ и имеющего наибольшую ширину порядка $\sqrt{\frac{r\lambda}{2\pi}}$. Это, с общей стороны, и решает вопрос об эффективной трассе прямой волны.

Однако практически важно уметь количественно рассчитывать роль отдельных участков поверхности, расположенных в области эффективной трассы, и неоднородностей, лежащих в стороне от линии, соединяющей источник с точкой наблюдения. Что касается первого из этих вопросов, то ниже приводятся формулы, позволяющие непосредственно вычислить $W(r)$ для нескольких случаев изменения электрических свойств поверхности Земли вдоль трассы

распространения. Для оценки же влияния неоднородностей, лежащих в стороне от трассы, можно воспользоваться формулой, приведённой в^{3г} для случая, когда источник и точка наблюдения находятся на море ($\sigma \sim \infty$), а сбоку от них находится суша — η (см. все обозначения на рис. 15). Результирующее поле складывается

при этом из невозмущённого поля и некоторой добавки, имеющей характер волны, отражённой от берега. Для вычисления значения поля необходимо помножить невозмущённое поле на

$$\left(1 + \frac{r e^{ik(r_1+r_2-r)}}{\sqrt{ka_1 a_2 (r_1+r_2)}} \sqrt{\frac{i\eta}{2\pi}} \cdot \frac{\cos 2\theta}{2 \cos \theta}\right),$$

что справедливо при выполнении условий:

$$ka_1 \cos \theta \gg 1, \quad ka_2 \cos \theta \gg 1.$$

Рассмотрим теперь формулы для случаев, когда трасса распространения пересекает последовательно сушу—море—сушу или море—сушу—море, которые позволяют особенно ясно выявить влияние промежуточных областей на значение напряжённости электромагнитного поля в точке наблюдения.

В первом случае: суша—море—суша (обозначения см. на рис. 16), когда излучатель расположен над сушей, принимая, что ε и σ , определяющие параметр s_c , для обоих участков суши одинаковы, напряжённость поля вычисляется¹⁶ следующим образом.

На первом участке суши пригодна известная формула

$$E = \frac{300 \sqrt{W_\Sigma}}{r} f(\rho) e^{ikr}, \quad (18)$$

где E выражено в милливольтках на метр, W_Σ — мощность источника в *квт* и r — в *км*.

Над морем вместо $f(\rho)$ получается функция ослабления

$$W(r) = -\frac{1}{2s_c r} \left\{ 1 - \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \sqrt{s_c (r - r_{c1})} \frac{r}{r_{c1}} \right\}, \quad (19)$$

причём (19) верно для любых значений длины участка над морем при условии

$$|s_c r_c| \gg 1. \quad (20)$$

В формуле (19) перед фигурными скобками стоит вместо $f(\rho)$ её асимптотическое значение [см. (17)].

На втором участке суши имеем:

$$W(r) = -\frac{1}{2s_c r} \left\{ 1 + \frac{2}{\alpha_1 \pi} \sqrt{\frac{\alpha_2^2 - \alpha_1^2}{1 - \alpha_2^2}} + \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \sqrt{\frac{1 - \alpha_2^2}{1 - \alpha_1^2}} \right\}, \quad (21)$$

где

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{r_{c1}}{r}}, \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{r_{c2}}{r}}. \quad (22)$$

Формула (21) верна при условии

$$|s_c r_{c1}| \gg 1, \quad |s_c (r - r_{c2})| \gg 1. \quad (23)$$

Любопытно отметить, что если концевые участки трассы относительно малы

$$\alpha_1^2 \ll 1, \quad 1 - \alpha_2^2 \ll 1, \quad (24)$$

то вместо (21) получаем:

$$W(r) \sim -\frac{1}{\pi s_c \sqrt{r_{c1}(r - r_{c2})}}, \quad (25)$$

т. е. множитель ослабления зависит от среднегеометрического из длин двух сухопутных участков. Отметим здесь, что формула (25) верна лишь при выполнении условий (23), т. е. для не очень малых участков суши.

В случае же море — суша — море^{3, 16} (см. рис. 16) над первым участком моря верна формула (18), в которой для $\sigma \sim \infty$,

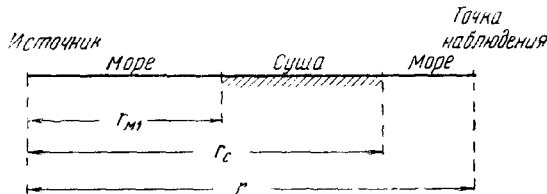
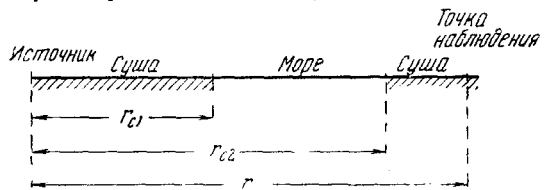


Рис. 16.

$f(\rho) \sim 1$; над сушей $W(r)$ вычисляется по формуле (19), с заменой значения r_{c1} на r_{m1} , причём необходимо выполнение условия

$$|s_c r_{m1}| \gg 1; \quad (26)$$

а над вторым участком моря имеем:

$$W(r) = f(s_c r) + \frac{i}{\sqrt{\pi s_c r}} \left[\sqrt{\frac{r_{m1}}{r - r_{m1}}} + \sqrt{\frac{r - r_{m2}}{r_{m2}}} \right] + \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{2\alpha_1^2 - \alpha_2^2 (1 + \alpha_1^2)}{\alpha_2^2 (1 - \alpha_1^2)} \right], \quad (27)$$

где

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{r_{м1}}{r}}, \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{r_{м2}}{r}}, \quad (28)$$

и необходимо выполнение условия

$$|s_c(r - r_{м2})| \gg 1. \quad (29)$$

При

$$\alpha_1^2 \ll 1, \quad 1 - \alpha_2^2 \ll 1$$

получается

$$W(r) = \frac{r_{м1} + (r - r_{м2})}{\pi r}, \quad (30)$$

т. е. формула, в которой полностью отсутствует влияние суши — промежуточного участка. Напомним, что (30) верно лишь при соблюдении условий (26) и (29).

Роль концевых участков трассы особенно ярко выступает из рис. 17 (см. ^{3r}), на котором построена по формулам (21) и (27) для $|s_c r| = 100$ зависимость $\ln W$ от $\frac{r_c}{r}$ — степени заполнения трассы суши в концевых участках (кривая 2) или в середине трассы (кривая 1). Из рисунка видно, что множитель ослабления всегда больше, и в некоторых случаях весьма существенно, когда концевые участки, даже если они незначительного размера, заполнены морем.

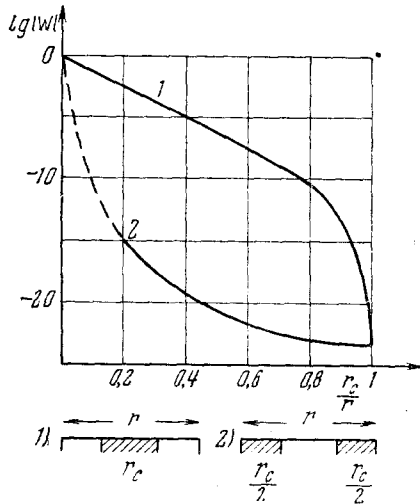


Рис. 17.

На рис. 18 приведены кривые напряжённости поля (см. ¹⁶), вычисленные соответственно по формулам (21) и (27) для $W_{\Sigma} = 1 \text{ квт}$ и $s_c = 2 \text{ км}^{-1}$ (это соответствует: $\lambda = 51 \text{ м}$ при $\sigma = 9 \cdot 10^7$, $\lambda = 162 \text{ м}$ при $\sigma = 9 \cdot 10^6$ и $\lambda = 512 \text{ м}$ при $\sigma = 9 \cdot 10^5$). Из рисунка видно, что при переходе с суши на море значение E существенно увеличивается с ростом расстояния от источника.

Формула (19), приведённая выше, уже содержит случаи суша — море и море — суша (если в неё подставить r_{c1} или $r_{м1}$). Для практических целей представляет также интерес случай двух

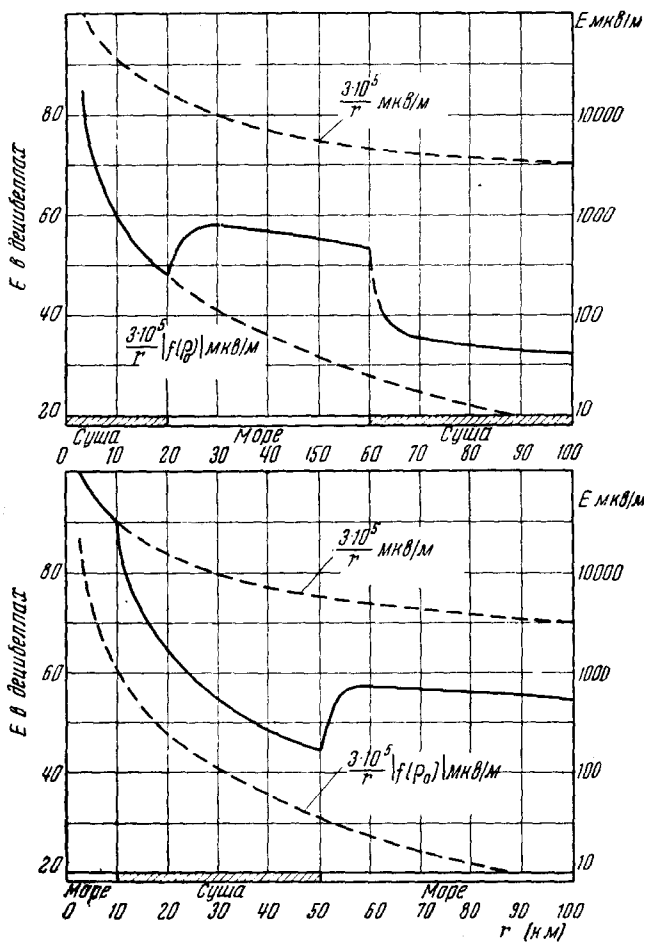


Рис. 18.

участков, имеющих две различные конечные проводимости и характеризующихся соответственно параметрами s_1 и s_2 . Е. Л. Фейнбергом^{3r} дан метод, позволяющий получить формулу для двух и более участков различной конечной проводимости. Для двух участков получены следующие формулы¹⁶: если $r_1 \ll r$, где r_1 — длина участка, соответствующего $s = s_1$, то на втором участке имеем:

$$W(r) = f(s_2 r) \left\{ \sqrt{\frac{s_2}{s_1}} - \frac{\sqrt{s_1} - \sqrt{s_2}}{\sqrt{s_1}} \frac{(1 - f(s_1 r_1))}{i \sqrt{\pi s_1 r_1}} \right\}. \quad (31)$$

При

$$|s_1 r_1| \gg 1$$

$$W(r) = \sqrt{\frac{s_2}{s_1}} f(s_2 r), \quad (32)$$

а если

$$|s_1 r_1| \gg 1 \quad \text{и} \quad |s_2 (r - r_1)| \gg 1, \quad (33)$$

то

$$W(r) = -\frac{1}{2 \sqrt{s_2 s_1} \cdot r}. \quad (34)$$

Последняя формула показывает, что в случае (33) $W(r) = \sqrt{f(s_1 r) f(s_2 r)}$, т. е. равно среднему геометрическому из двух значений $f(\rho_1)$ и $f(\rho_2)$ [см. формулу (17)], соответствующих однородным поверхностям, характеризующимся последовательно параметрами s_1 и s_2 .

Для трёх участков конечной проводимости, характеризующихся соответственно параметрами s_1 , s_2 и $s_3 = s_1$ в¹⁶ получено, при условии $|s_3 (r - r_2)| \gg 1$ на третьем участке

$$W(r) = -\frac{1}{2 s_1 r} \left\{ 1 - \frac{i (\sqrt{s_2} - \sqrt{s_1})}{2 \sqrt{\pi s_1 s_2} r} \left[\frac{r - 2 r_1}{\sqrt{r_1 (r - r_1)}} + \frac{r - 2 (r - r_2)}{\sqrt{r_2 (r - r_2)}} \right] \right\}, \quad (35)$$

где r_1 — длина первого участка, а $r_2 - r_1$ — длина второго участка.

Приведённые выше формулы, определяющие $W(r)$ для разных случаев неоднородности, позволяют вычислить в точке наблюдения как амплитуду поля (что сделано при построении кривых рис. 18), так и её фазу φ . Значения же $\varphi(x, y)$ позволяют построить эквифазные линии — фронт волны — и тем самым определить в точке наблюдения отклонение направления нормали к фронту волны от радиального, обусловленное неоднородностью трассы распространения и вызывающее так называемое явление береговой рефракции. Таким образом, эти формулы содержат уже теорию береговой рефракции.

Из рис. 19 легко понять, что угловая ошибка определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} \alpha \sim \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{AB}$$

и, таким образом, точное значение $\alpha \sim \operatorname{tg} \alpha$ для рассматриваемого здесь случая малых углов α должно определяться формулой

$$\alpha \sim \frac{d\varphi}{d\tau}, \quad (36)$$

где τ — направление касательной к окружности, проведённой через точку наблюдения. Ниже приводятся некоторые простые формулы

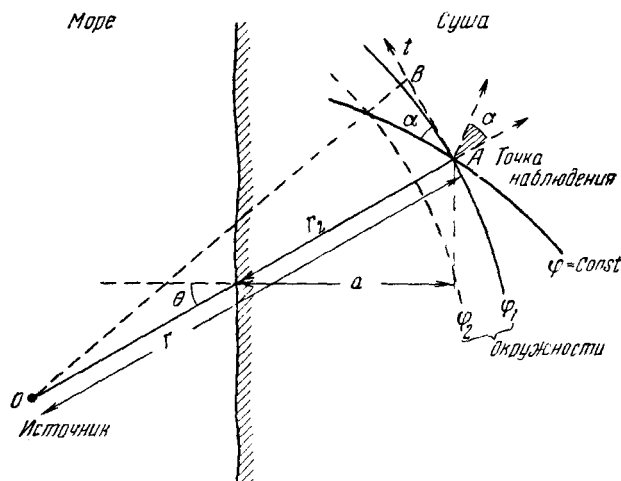


Рис. 19.

для вычисления угловой ошибки береговой рефракции, полученные Е. Л. Фейнбергом^{3г} из вычислений $\frac{d\varphi}{d\tau}$ и пригодные для ряда практических расчётов.

В расчётах предполагается прямолинейная граница, отделяющая два участка поверхности с различной проводимостью (т. е. прямолинейный берег). При этом вводится переходная зона « b », определяющая ширину параллельной границе области, в которой происходит переход от одних электрических констант к другим.

Для случая, когда

$$kb \gg \sqrt{\eta_c}, \quad |sr_2| \ll 1, \quad a \gg b, \quad ka \cos \theta \gg 1, \quad (37)$$

получается

$$\alpha^\circ = 1,1 \frac{t\tau \theta \sqrt{\cos \theta}}{\sqrt{10^{-7} \sigma \cdot a}}, \quad (38)$$

где α выражено в градусах и a — в километрах. В силу (37) формула не годится для $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$, т. е. скользящего падения на берег.

Если же источник и точка наблюдения находятся в море, при этом, согласно условию (37), далеко вне пределов переходной зоны, то

$$\alpha^{\circ} = -1,1 \frac{\operatorname{tg} \theta \cos 2\theta \sqrt{\cos \theta}}{\sqrt{10^{-7} \sigma \cdot a}} \times \cos \left[2k \left(a - \frac{b}{a} \right) \cos \theta \right] \times \frac{\sin (kb \cos \theta)}{kb \cos \theta}. \quad (39)$$

Для случая

$$a \gg b, \quad kb \cos \theta \ll 1,$$

$$ka \cos \theta \ll 1, \quad kb \gg \sqrt{\eta_c}, \quad (40)$$

интересного как случай скользящего падения, получается

$$\alpha^{\circ} = -2,4 \frac{\sin \theta}{\sqrt{10^7 \sigma \lambda}} \times \left[\sin^2 \theta \left(1 + \frac{2}{\pi} \ln \frac{2}{\gamma ak \cos \theta} \right) + \frac{2 \cos \theta}{\pi ka} \right] \quad (\gamma = 1,78 \dots). \quad (41)$$

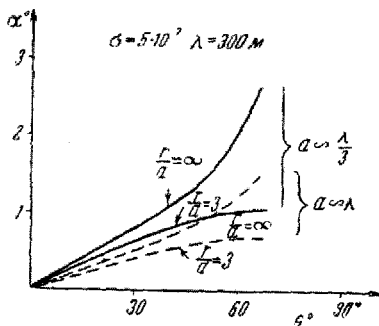
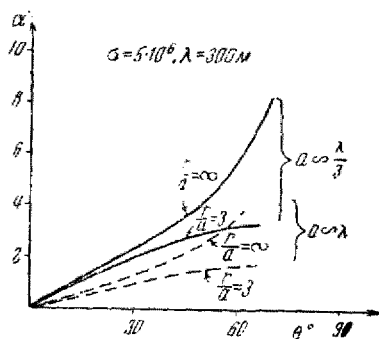


Рис. 20.

Формулы (38), (39) и (41) относятся к случаю плоской волны. Для конечного же r вместо (38) получается

$$\alpha = -1,1 \frac{\operatorname{tg} \theta \sqrt{\cos \theta}}{\sqrt{10^{-7} \sigma \cdot a}} \sqrt{1 - \frac{r_2}{r}}, \quad (42)$$

где

$$ka \cos \theta \gg 1, \quad |su| \ll 1. \quad (43)$$

На рис. 20 приведено несколько кривых угловой ошибки, вычисленных α° по формулам (42) и (38) для $\lambda = 300$ м, $\sigma = 5 \cdot 10^6$ и $5 \cdot 10^7$, $a = \frac{\lambda}{3}$ и $\lambda \frac{r}{a} = 3$ и ∞ . Из рисунка видно, что величина α достигает нескольких градусов. Величина α растёт с приближением к границе берег—море и с увеличением $\frac{r}{a}$.

В заключение отметим одно важное обстоятельство. Если поменять источник и точку наблюдения местами, то меняется знак ошибки. Так как при этом r_2 будет уже частью трассы вдоль моря, то в формулу (42) входит вместо $\frac{r_2}{r}$ величина $\frac{r-r_2}{r}$. Поэтому, если часть морской трассы значительно больше части трассы вдоль суши, то угловая ошибка α уменьшается, т. е. ошибка радиопеленга меньше, если пеленговать береговую станцию с корабля^{3г}.

2. Шероховатая поверхность и неоднородность из-за рельефа. Рассмотрение случая локальной неоднородности из-за рельефа или множества неровностей приводит, как показано Е. Л. Фейнбергом^{3г}, к решению интегрального уравнения такого же типа, что и (12), в котором, в случае единичной неоднородности,

вместо $\sqrt{\eta}$ всюду входит параметр

$$\gamma_0 \sim \text{tg } \gamma_0 = \frac{\zeta_0}{l}, \quad (44)$$

характеризующий наклон геометрической неоднородности, где ζ_0 и l — соответственно высота и длина склона (рассматриваются малые значения γ_0). Для случая множества неровностей $\eta(x, y)$ заменяется на некоторое $\eta_{\text{эфф}}$, а именно показано, что влияние множеств неоднородностей эквивалентно изменению электрических констант земной поверхности. Формулы для $\eta_{\text{эфф}}$ для некоторых случаев приводятся в^{3г}.

Так, в случае неровности над идеальной поверхностью Земли при условии

$$\sqrt{\gamma_0} < \sqrt{\frac{2\pi\zeta_0}{\gamma}} \ll \frac{1}{\sqrt{\gamma_0}} \quad (45)$$

получается

$$\sigma_{\text{эфф}} = \frac{1}{4\pi A^2} \frac{c}{\left(\frac{2\pi}{l}\right)^3 \zeta_0^4}, \quad (46)$$

а при

$$\frac{2\pi\zeta_0}{\lambda} \ll \gamma_0 \ll 1 \quad (47)$$

$$\sigma_{\text{эфф}} = \frac{1}{4\pi B^2} \frac{c}{k \left(\frac{2\pi}{l}\right)^2 \zeta_0^4}, \quad (48)$$

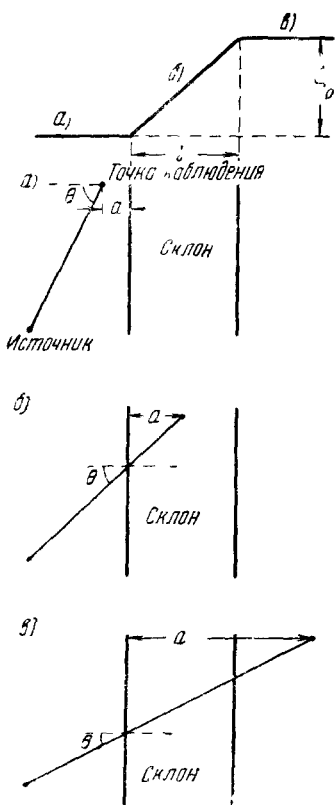


Рис. 21.

где A и B — параметры, определяемые конкретным видом рельефа,

причём

$$|A| \sim |B| \sim 1. \quad (49)$$

Для разбросанных мелких неоднородностей произвольной крутизны, когда $\frac{s}{s_0} \ll 1$, где s — площадь, занятая неоднородностями, а s_0 — вся площадь, получается, при условии $k^2 s_0 \ll 1$,

$$\sigma_{\text{эфф}} = \frac{1}{16\pi} \frac{c}{k^2 s_0 \left(\frac{s}{s_0}\right)^2}. \quad (50)$$

Формулы (46), (48) и (50) позволяют оценить влияние неровностей в ряде практических случаев.

Геометрическая неоднородность рассмотрена в работе^{3г} в виде склона с малым наклоном γ_0 [см. (44)]. Получены простые формулы для трёх положений точки наблюдения: а) перед склоном, б) на самом склоне, в) позади склона — на возвышенности (рис. 21).

Результирующее поле складывается при этом из невозмущённого поля E_0 и некоторой добавки, равной βE_0 , причём для указанных выше трёх положений точки наблюдения, при условии

$$ka \cos \theta \gg 1, \quad k|a-l| \cos \theta \gg 1, \quad (51)$$

получается:

$$\beta_a = -\gamma_0 \sqrt{\frac{i}{8\pi}} \left(\frac{e^{2ika \cos \theta}}{\sqrt{k^2 \cos \theta}} - \frac{e^{2ik(a+l) \cos \theta}}{\sqrt{k(a+l) \cos \theta}} \right), \quad (52)$$

$$\beta_b = \gamma_0 \sqrt{\frac{2}{i\pi}} \sqrt{ka \cos \theta} + \gamma_0 \sqrt{\frac{i}{8\pi}} \frac{e^{2ik(a-l) \cos \theta}}{\sqrt{k(l-a) \cos \theta}}, \quad (53)$$

$$\beta_v = \gamma_0 \sqrt{\frac{2}{i\pi}} (\sqrt{ka \cos \theta} - \sqrt{k(a-l) \cos \theta}). \quad (54)$$

Для угловой ошибки получаются соответственно следующие формулы:

$$\alpha_a = \frac{\gamma_0 \sin 2\theta}{2\sqrt{2\pi}} \left[\frac{\cos \left[2k(a+l) \cos \theta + \frac{\pi}{4} \right]}{\sqrt{k(a+l) \cos \theta}} - \frac{\cos \left(2ka \cos \theta + \frac{\pi}{4} \right)}{\sqrt{ka \cos \theta}} \right], \quad (55)$$

$$\alpha_b = \gamma_0 \frac{\sin 2\theta}{2} \left[\frac{1}{2\sqrt{\pi ak \cos \theta}} + \frac{\cos \left[2(l-a)k \cos \theta + \frac{\pi}{4} \right]}{\sqrt{2\pi k(l-a) \cos \theta}} \right] \quad (56)$$

и

$$\alpha_v = \gamma_0 \frac{\sin 2\theta}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{\sqrt{ka \cos \theta}} - \frac{1}{\sqrt{k(a-l) \cos \theta}} \right). \quad (57)$$

При этом для $k(a-l)\cos\theta \gg 1$ вместо (57) получается:

$$\alpha_B = - \frac{\gamma_0 \sin 2\theta}{8\pi \sqrt{2\cos\theta}} \sqrt{\frac{\lambda l^2}{2(a-l)^3}}. \quad (57a)$$

Ещё более простые формулы получаются при

$$k|a-l|\cos\theta \gg 1, \quad ka\cos\theta \ll 1, \quad (58)$$

соответствующем подножию широкого склона. В этом случае

$$\alpha = \gamma_0 \frac{\sin 2\theta}{2\pi}. \quad (59)$$

У вершины широкого склона, когда

$$k|a-l|\cos\theta \ll 1, \quad ka\cos\theta \gg 1 \quad (60)$$

$$\alpha = -\gamma_0 \frac{\sin 2\theta}{2\pi}. \quad (61)$$

Рассмотрение формул для α показывает, что угловая ошибка в случае наличия неровности в виде подъёма местности, вообще говоря, имеет осциллирующий характер и не монотонно меняется с изменением угла θ , образуемого направлением трассы распространения с граничной линией склона (скажем, приподнятого берега), а пропорциональна $\sin 2\theta$. Величина α обратно пропорциональна корню квадратному от расстояния до границы неровности и растёт с увеличением длины волны. Численные оценки показывают, что для области применимости этих формул ($\gamma \sim 0.1 \div 0.2$) значение α может достигать $2-3^\circ$, причем оно имеет наибольшую величину перед склоном^{3г}.

3. О РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЛИННЫХ ВОЛН

В настоящее время исследования в области распространения радиоволн достигли наименьшего развития для случая длинных волн (приблизительно от $2000 \div 3000$ м до $20\,000$ м), несмотря на то, что исторически развитие радио началось именно с радиосвязи на длинных волнах. Вместе с тем интерес к этому диапазону радио-волн в последние годы вновь усилился в связи с разными практическими его применениями.

С теоретической стороны, такое отставание объясняется большой трудностью, с которой сталкиваются при решении соответствующих уравнений поля*). Эта трудность связана с необходи-

*) Некоторые общие рассуждения этой задачи даны в последние годы в работах^{18, 19}.

мостью строгого рассмотрения задачи о распространении радиоволн между двумя сферическими поверхностями — Землёй и ионосферой, — имеющими конечные значения ϵ^* — комплексной диэлектрической постоянной, причём для получения правильных результатов необходимо учитывать неоднородность ионосферы, т. е. зависимость ϵ^* от z .

Когда сталкиваются с необходимостью учёта влияния ионосферы на средних (200—2000 м) и коротких (10—200 м) волнах, то оказывается вполне пригодной лучевая трактовка вопроса — рассмотрение задачи об отражении радиоволн от неоднородной среды типа ионосферы, так как в этом случае как размеры всех отражающих слоёв ионосферы (полутолщины z_m), так и расстояния до них (высоты z_0) составляют много десятков и даже сотен длин волн ($z_0, z_m \gg \lambda$). В случае же длинных волн, когда z_0 доходит до $(3 \div 5)\lambda$, а z_m становится порядка λ , требуется уже точное решение этой волноводной задачи.

Другая трудность, которая возникает уже при попытках проведения приближённых, идеализированных расчётов, объясняется скудностью имеющихся данных о слое D ионосферы, играющем основную роль в передаче длинных волн на большие расстояния и расположенном, начиная с высоты 50—60 км и выше. Для этих расчётов важно знать структуру начала слоя, зависимость степени ионизации N и количества соударений ν в слое от высоты, что позволило бы вычислить коэффициент отражения длинных волн от D -слоя и сделало бы возможным некоторые ориентировочные прикидки. В настоящее же время мы, вообще, не располагаем сколько-нибудь надёжными ни экспериментальными, ни теоретическими данными о величинах и характере изменения N и ν в D -слое. Это приводит, например, к тому, что расчёты коэффициента отражения ρ от D -слоя, в которых используются данные, основанные на современных представлениях о нём, дают величины, меньшие экспериментальных в сто, тысячу и более раз.

Хорошо известны предложенные давно для расчёта напряжённости поля длинных волн полуэмпирические формулы двух типов.

Одна из них — формула Остина —

$$E = \frac{300 \sqrt{W_\Sigma}}{r} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}} e^{-\frac{0,0015 r}{\lambda^\alpha}}, \quad (62)$$

где E выражено в милливольтках на метр, W_Σ — в киловаттах, r и λ — в км, ϑ — центральный угол (см. рис. 1), а коэффициент α приравнивали в разных работах значению 0,5 или 0,6.

Формула другого типа исходит из того, что длинные волны распространяются между Землёй и ионосферой, как цилиндрические

волны, и в последнее время^{20*}) предложена в виде

$$E = \frac{15 \sqrt{W_{\Sigma}}}{\sqrt{r}} \cdot \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}} \cdot e^{-\frac{0,003 r}{\lambda}} \quad (63)$$

Однако сравнение экспериментальных данных, опубликованных в литературе, с расчётами по этим формулам не даёт совпадения

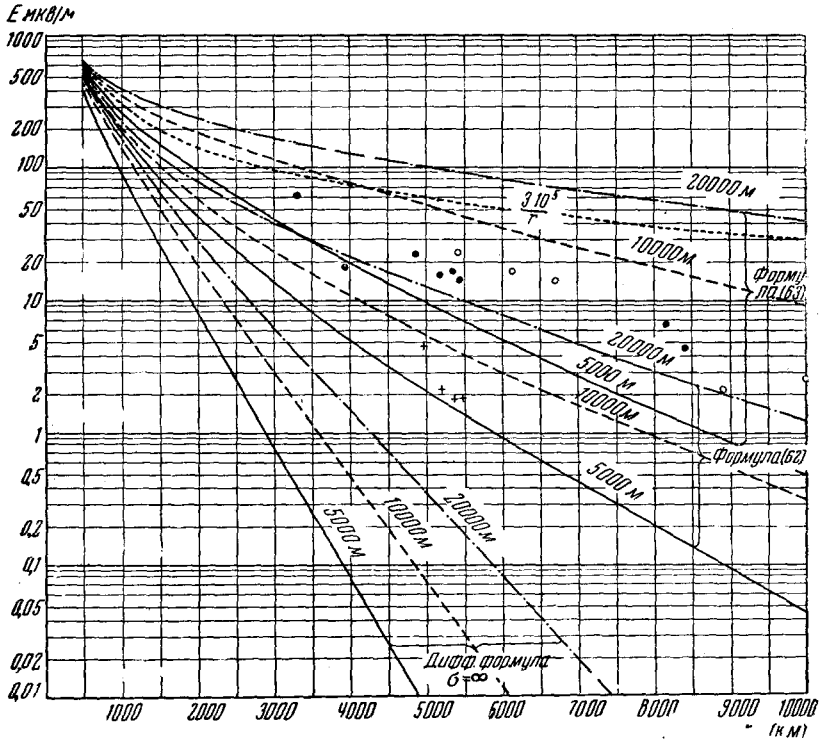


Рис. 22.

между ними. На рис. 22 нарисованы три группы кривых напряжённости поля в микровольтах на метр, вычисленные для $\lambda = 5000$, 10000 и 20000 м по дифракционной формуле^{11, 15}, по формуле (62) для $\alpha = 0,5$ и по формуле (63). На этом же рисунке крестиками, точками и кружками нанесены измеренные⁵⁴ значения E на волнах либо равных, либо близких, соответственно, к этим длинам

*) Следует отметить, что выбор численных коэффициентов в работе²⁰ не обоснован в большей мере, чем в других работах. Кроме того, автор допустил ошибку при сравнении экспериментальных данных с этой формулой, так что совпадение с опытом, иллюстрируемое им, лишь кажущееся.

волн. Из рисунка видно, что расхождение с диффракционной формулой достигает на больших расстояниях 10^4 и более раз. Следует отметить, что даже на расстоянии в 500—1000 км (на рисунке этих данных нет) измеренные значения E близки к вычисленным по диффракционным формулам лишь днём и то на волнах 2000—3000 м; на более же длинных волнах на этих расстояниях даже днём заметно расхождение измеренных величин E с расчётными. Что же касается сравнения с формулой (62), то в некоторых случаях измеренные значения E близки, но преимущественно больше вычисленных по ней значений E . Кривые же, вычисленные по формуле (63), превышают измеренные значения.

Таким образом, отсутствие теории распространения длинных волн приводит к тому, что в настоящее время весьма затруднительны не только какие-либо расчёты, но и чисто качественное истолкование ряда основных известных экспериментальных результатов, приводимых ниже*).

С давних пор было установлено, что распределение напряжённости поля длинных волн над земной поверхностью имеет интерференционный характер**). Это проявляется в том, что напряжённость поля изменяется с расстоянием не монотонно, а имеет максимумы и минимумы, что особенно хорошо видно из рис. 23, на котором приведены значения $(E \times r)$ по результатам измерений, приведённым в последние годы²³. Эти измерения проводились с самолёта, летавшего на высоте порядка 2 км, на волне $\lambda = 18740$ м до расстояния в 850 км. Более ранние измерения, проводившиеся до расстояний в 350—400 км, нанесены на рис. 23,а треугольниками. На рис. 23,а приведены результаты летних измерений, проводившихся днём. Точки разного типа означают измерения в различные дни при полётах в разных направлениях (удаление или приближение). Измерения велись с самолётной антенной или на рамку при её положении на максимум. На рис. 23,б приведены результаты одного зимнего опыта (точки означают измерения при удалении самолёта, крестики — при приближении), а на рис. 23,в приведены результаты измерений при положении рамки на минимум. Тот факт, что интерференционный характер поля наблюдается при обоих положениях рамки, свидетельствует о том, что плоскость поляризации E поворачивается. Прямыми опытами уже давно было установлено, что

*) Интересно отметить, что несмотря на то, что количество опубликованных работ, посвящённых исследованиям распространения радиоволн, достигает в настоящее время более 2—3 тысяч, число работ по исследованиям длинных волн, которые содержали бы новые экспериментальные данные, едва ли достигает десяти, причём из них в последние годы опубликованы три: ²¹, ²² и ²³.

***) Отметим здесь, что теоретические расчёты²⁴ распространения длинных волн между двумя плоскими идеальными проводниками дают аналогичную интерференционную картину.

на расстояниях до 300—400 км наблюдается эллиптически или кругло-поляризованная волна.

В последних опытах²³ с $\lambda = 18740$ м установлено, что на расстояниях свыше 400—500 км характер поля на длинных волнах существенно меняется. Это прежде всего проявляется в том, что при $r \geq 500$ км волна становится линейно-поляризованной.



Рси. 32.

Во-вторых, из обработки данных измерений получается, что коэффициент отражения ρ *) существенно увеличивается при $r \geq 500$ км.

Подобные результаты наблюдались и ранее на волне 14 350 м. В общем из разных измерений^{21,22} следует, что летом днём при $r \leq 300 \div 400$ км $\rho \sim 0,12 \div 0,17$, на расстояниях же $r \sim 500 \pm 700$ км $\rho \sim 0,34 \div 0,42$. Отметим здесь, что на этих волнах величина ρ существенно не изменяется при переходе от дня к ночи, в то время как измерения при $\lambda = 3000 - 4000$ м показали, что зимой от ночи к дню ρ изменяется от 0,25 до 0,02, а летом — от 0,15 до 0,003.

*) При расчётах ρ рассматривают поле в месте приёма идеализированно, а именно, как результат интерференции прямой и отражённой волн.

В последнее время²⁵ приводились также результаты наблюдений за изменением разности фаз длинноволновых станций, принимавшихся одновременно в двух приёмных пунктах, удалённых друг от друга на 163 км. Одна радиостанция ($\lambda = 16\,300$ м) была удалена от обоих пунктов соответственно на 5672 и 5614 км, а другая ($\lambda = 17\,200$ м) — на 1020 и 1048 км. Колебания разности фаз достигали в среднем примерно 10° для удалённой станции как днём, так и ночью, а для ближней — лишь ночью. Днём разность фаз ближней станции была довольно устойчивой, и часто величина изменения разности фаз лежала в пределах точности измерений.

В заключение этого параграфа укажем, что лишь недавно впервые наблюдалось на длинных волнах ($\lambda \sim 16\,660$ м) кругосветное эхо²⁷. Результаты этих наблюдений подробнее приводятся в разделе 6 настоящей статьи.

4. ИССЛЕДОВАНИЯ НАД НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

Новые экспериментальные исследования^{26–30}, приводившиеся в последние годы при переходе трассы распространения радиоволн с суши на море (или обратно), хорошо подтверждают теоретические результаты, полученные ранее Е. Л. Фейнбергом^{31, 16}, и дают полное количественное совпадение (см. раздел 26 этой статьи) до тех расстояний, пока можно ограничиваться формулами для плоской Земли*).

На рис. 24 приводятся результаты измерений²⁹ напряжённости поля E на волне 3,9 м для случая суша—море—суша, причём измерения проводились в обоих пунктах — подвижный и неподвижный пункты были снабжены передатчиками и приёмниками. Крестиками на рисунке помечены результаты измерений при фиксированных положениях подвижного пункта, точками — при его движении.

На рисунке нанесены кривые, рассчитанные по разным теоретическим формулам: для случая однородной суши — по формуле (18), а для неоднородной суши, в предположении того, что проводимость моря $\sigma = \infty$, — по формулам (18) и (21), и по формулам (34) и (35), учитывающим конечную проводимость трёх участков, так как для ультракоротких волн уже незаконно допущение $\sigma = \infty$. Из рисунка видно, что получается полное совпадение теоретиче-

*) Необходимо отметить, что в последнее время в иностранных журналах появилось несколько статей^{26, 27, 28}, в которых лишь частично и не всегда достаточно строго получены результаты, опубликованные ранее Е. Л. Фейнбергом ещё в 1943 г.³¹. Вместе с тем, в этих статьях теоретические результаты даются как новые, игнорируются результаты советских работ³, причём видно, что эти советские работы известны авторам^{26 28}.

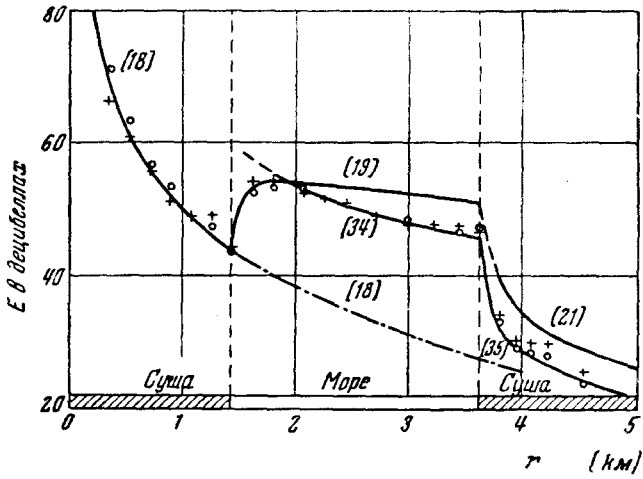


Рис. 24.

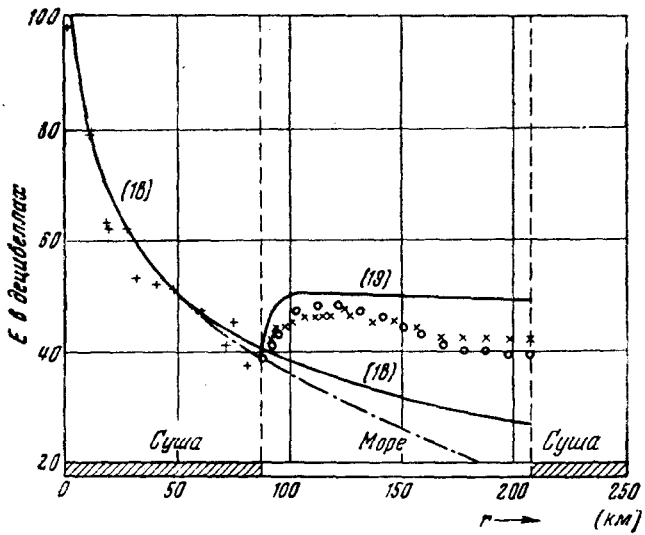


Рис. 25.

ских формул (34) и (35), с результатами опыта. Следует при этом отметить, что хотя (34) и (35) выведены при условии $|s_1 r_1| \gg 1$ и $|s_2 r_2| \gg 1$, из сопоставления с опытом можно заключить, что формула пригодна уже при $|sr| \sim 1$.

На расстоянии 0,5 км от границы суша—море E имеет максимум и примерно в четыре раза больше того значения, которое оно имело бы над однородной плоской сушей.

Результаты других измерений³⁰, проведённых для случая суша — море на волне 96 м, изображены на рис. 25. Разного типа точки означают измерения над землёй (+) и над морем при удалении (X) и приближении (O). Теоретические кривые вычислены соответственно по формулам (18) и (19) и дают завышенные значения E , что, повидимому, связано с необходимостью учёта кривизны Земли. Правильность этого предположения видна из следующего. На рис. 25 пунктиром нанесена теоретическая кривая для однородной суши (с учётом кривизны¹⁶), которая показывает, что если опустить кривую, рассчитанную по (19), на разность ординат между этой кривой и кривой, рассчитанной по (18), то кривая, рассчитанная по (19), пройдёт через измеренные значения E . В этом опыте E достигает максимума на расстоянии 25 км от границы суша—море и почти в четыре раза больше того значения, которое оно имело бы над однородной плоской сушей.

В этой же заметке приводятся результаты измерений на волне 269 м на самолёте, летавшем на высоте порядка 300 м. Участок суши был протяжённостью 230 км, а над морем полное удаление от передатчика было 390 км. Над морем E имело максимум на расстоянии порядка 50 км от границы суша—море, причём увеличение поля было трёх-четырёхкратным.

Результаты измерений³¹ для случая море—суша на волне 268 м изображены на рис. 26. На нём же нанесена кривая,

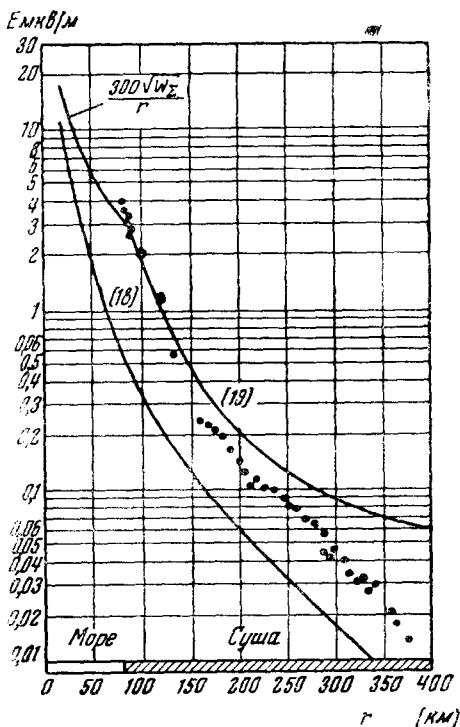


Рис. 26.

рассчитанная по формуле (19). Количественное расхождение, которое начинается между кривой (19) и измеренными значениями E , также, повидимому, связано с необходимостью учёта кривизны земной поверхности.

5. ВЛИЯНИЕ ТРОПОСФЕРЫ—НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Несмотря на многолетние исследования распространения радиоволн и большое количество работ, посвящённых выявлению связи, которая могла бы существовать между свойствами электромагнитного поля прямой волны в месте приёма и метеорологическими условиями, до настоящего времени нет определённых данных по этому вопросу, относящихся к рассматриваемому в этой статье диапазону волн.

Вместе с тем влияние тропосферы на распространение радиоволн над земной поверхностью сейчас полностью подтверждено^{54, 55}. Это следует, во-первых, из того факта, что для более полного соответствия между результатами измерения напряжённости поля E прямой волны и расчётами необходимо учитывать нормальную рефракцию в земной атмосфере. Её влияние, как мы видели в разделе 2а, определяется градиентом коэффициента преломления и хотя в среднем $\frac{dn}{dz} \sim 0,039 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$, т. е. является малой величиной, наличие градиента приводит к заметному увеличению E . Кроме того, влияние тропосферы на распространение радиоволн проявляется в так называемом явлении суперрефракции на ультракоротких волнах и в ряде других явлений.

Однако, когда говорится о связи между метеорологическими условиями и распространением радиоволн, то имеется в виду установление конкретной зависимости между параметрами, характеризующими, с одной стороны, электромагнитное поле в месте приёма и, с другой стороны, состояние тропосферы на трассе распространения: температуры, влажности, количества осадков, направления ветров и т. п. Вместе с тем, именно, результаты исследования таких связей весьма противоречивы, так что часто в разных работах сообщаются прямо противоположные результаты. Это, повидимому, объясняется, во-первых, тем, что изменчивость состояния тропосферы весьма многообразна, так что её влияние на распространение радиоволн должно проявляться в реальных условиях в сложной комбинации обстоятельств, по-разному возмущающих электромагнитное поле. Кроме того, и это принципиально, как было видно выше (раздел 2б), распространение так называемой прямой волны есть в основном пространственный процесс, т. е. процесс, происходящий через атмосферу так, что роль промежуточных участков земной поверхности вдоль трассы распространения выпадает. Вместе с тем, сопоставление результатов исследования электромагнитного поля радиоволн обычно произво-

дится со значениями параметров тропосферы, измеренными лишь у земной поверхности, и не анализируется характер их изменения с высотой, который, именно, и играет основную роль, скажем, в рефракции в тропосфере и приводит к увеличению дальности распространения радиоволн.

Во-вторых, эта противоречивость и неопределённость данных, возможно, объясняется и тем, что часто не принимаются во внимание, из-за трудности учёта, чисто местные изменения в непосред-

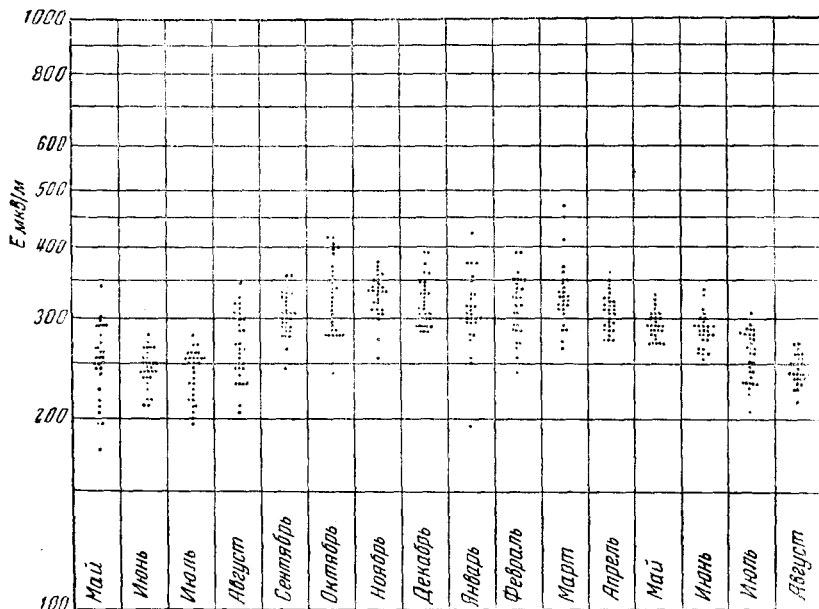


Рис. 27.

ственной близости от источника или точки наблюдения, которые могут проявляться при изменении метеоусловий: изменение диаграммы и характера излучения антенны, отражательной способности окружающих предметов, глубины проникновения радиоволн в землю и т. п. Таким образом, в реальных условиях влияние тропосферы на распространение радиоволн столь многообразно, что без детального исследования многих её проявлений трудно рассчитывать на получение определённых и однозначных закономерностей. В этой связи представляет интерес каждое новое исследование по этому вопросу. В последнее время ему было посвящено небольшое количество работ. Основные их результаты изложены ниже.

Давно известно, что интенсивность прямой волны подвержена довольно сильным колебаниям на средних волнах также в дневное

время, причём это проявляется и при импульсном приёме, когда полностью исключается влияние ионосферы³². При этом пределы изменения E и частота колебаний значений E растёт с увеличением расстояния между источником и точкой наблюдения. Непостоянство напряжённости поля E видно, например, из рис. 27, на котором нанесены результаты 475 замеров E на волне 256 м, проводившихся каждый день в одно и то же время (13 час. 30 мин. по местному времени) на расстоянии $r = 122$ км от передающего устройства³³. Из рисунка видно, что в разные дни E имело различные значения, причём $E_{\max} = 470$ мкв/м, $E_{\min} = 175$ мкв/м, а $E_{\text{ср}} = 289$ мкв/м. Эти наблюдения³³ проводились на шести волнах: $\lambda = 256$ м ($r = 122$ км), $\lambda = 350$ м ($r = 262$ км), $\lambda = 470$ м ($r = 417$ км), $\lambda = 289$ м ($r = 430$ км), $\lambda = 362$ м ($r = 627$ км) и $\lambda = 366$ м ($r = 900$ км). С увеличением расстояния увеличивались пределы изменения значений E , так что при $r = 900$ км ($\lambda = 366$ м) $E_{\max} = 26$ мкв/м, $E_{\min} = 1,3$ мкв/м и $E_{\text{ср}} = 5,3$ мкв/м.

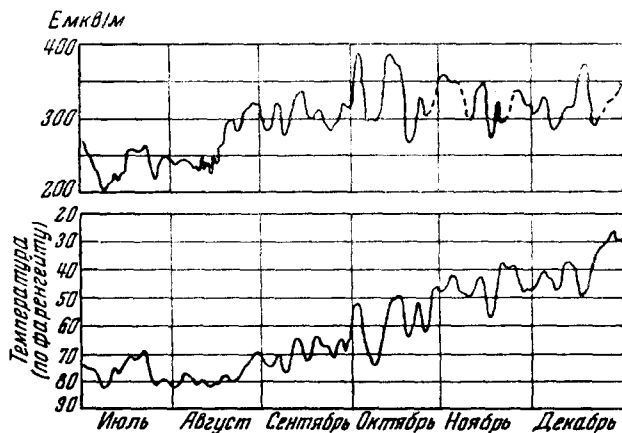


Рис. 28.

Для конечных и промежуточных точек каждой из трасс были рассмотрены за этот же период времени данные о температуре и влажности воздуха, количестве осадков, атмосферном давлении, точке росы и давлении водяных паров. Проведённый анализ показал наибольшее соответствие хода E ходу температуры, что видно, например, из рис. 28, на котором нанесена кривая усреднённых значений E за три дня в функции температуры T усреднённой также за трое суток по среднесуточным значениям во всех точках измерения. Из рисунка видно, что E увеличивается с уменьшением температуры. Опыты показали, что $\frac{dE}{dT}$ увеличивается с увеличением r .

Часто, но не всегда, наблюдалось увеличение E (которое сохранялось несколько дней) после сильных осадков (дождей). В другом исследовании³⁴ при измерениях на $\lambda = 5,1$ и $\lambda = 85$ м ($r = 145$ км), $\lambda = 342$ м ($r = 112$ км), $\lambda = 448$ м ($r = 353$ км) и $\lambda = 373$ м ($r = 336$ км) установлено, что в условиях устойчивой погоды (имеются антициклоны) значение E увеличивалось на последних трёх волнах соответственно на 25, 40 и 33%. Обратное происходило в неустойчивую (турбулентную) погоду.

6. ИССЛЕДОВАНИЯ КРУГОСВЕТНОГО ЭХО

В последнее время были опубликованы интересные результаты исследования так называемого кругосветного эхо, т. е. явления, при котором наблюдается от одно- до трёхкратного обегания радиосигнала вокруг Земли. Это явление впервые было наблюде-но на коротких волнах более 20 лет тому назад. Однако недавние исследования кругосветного эхо радиосигналов на коротких волнах^{35, 36} были более полными и измерения проводились с высокой точностью, что позволило получить новые данные об этом явлении. Кроме того, в 1948 г. было впервые обнаружено³⁷ кругосветное эхо и на длинных волнах.

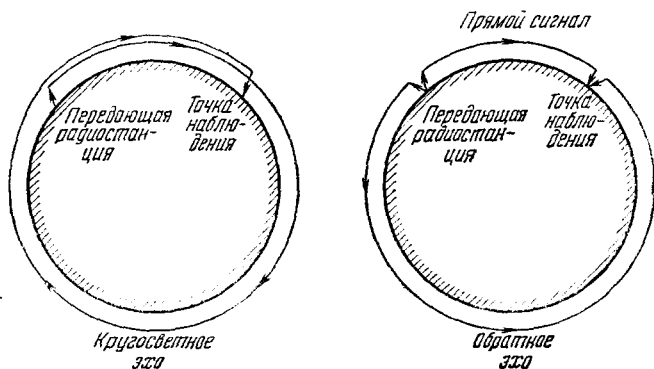


Рис. '29.

Начиная с декабря 1941 г. по январь³⁸ 1945 г., немецкой экспедицией проводились исследования кругосветных эхо с помощью специально разработанной для этого установки (по апрель 1944 г. во Фридрихсхавене, а затем в Рандерсе—Дания). Наблюдения велись в диапазоне 10—20 Мгц за 47 станциями, расположенными в разных странах на расстояниях от пункта наблюдений, изменявшихся в пределах 1000—17 000 км. Кроме того, за этот период времени специально для этих наблюдений пять раз 4 немецкие станции передавали на частотах 13,925 Мгц, 15,075 Мгц, 17,670 Мгц и 19,947 Мгц сигналы с большими интервалами времени.

Всего было наблюдеено 785 кругосветных эхо, включая также случаи, когда эхо обегало не полный круг вокруг Земли, а лишь часть большого круга, на котором были расположены передающая станция и точка наблюдения в обратном направлении (рис. 29). Это — случай так называемого обратного эхо. Осциллограмма одного такого измерения изображена на рис. 30, на котором время запаздывания обратного эхо $t_{обр} = 0,07856$ сек.

Среднее значение $t_{кр}$ — времени запаздывания кругосветного эхо, вычисленное из всех 785 значений, — причём для случаев обратного эхо учитывалось по значениям координат обоих пунктов расстояние $r_{точ}$ между ними, — получилось равным

$$t_{кр} = 0,137767 \text{ сек.} \quad (64)$$

Автор выделяет 218 случаев, когда измерения были более точными; они дали среднее значение

$$\bar{t}_{кр} = 0,137788 \text{ сек.}, \quad (65)$$

при этом разбросы отдельных замеров были меньше 10^{-4} сек.

В этих опытах установлено, что величина $t_{кр}$ мало изменяется и не зависит от частоты принимаемой радиостанции, от времени дня и года, а также и от положения трассы распространения радиоволны.

Обратные эхо-сигналы часто были чище, а иногда и интенсивнее не только кругосветного эхо, но и прямого сигнала, распространяющегося по кратчайшему пути. Это, повидимому, объясняется тем, что как прямой сигнал, так и кругосветное эхо часто состояли из нескольких интерферирующих сигналов, шедших по разным, но близким путям. Вообще, прямой сигнал искажался и бывал часто слабее дальних эхо, что обычно наблюдалось при небольших расстояниях (≈ 1000 км) между обоими пунктами. Один такой случай изображён на рис. 31, на котором приведена осциллограмма особенно хороших наблюдений (19.XI 1944 г.), когда наблюдались одно-, двух- и трёхкратное кругосветные эхо.

Весьма интересным является то обстоятельство, что время запаздывания кругосветного эхо было очень устойчивым. Это свидетельствует о том, что ионосфера в целом, как оболочка, окружающая весь земной шар, в среднем довольно стабильна по своим свойствам и структуре, так что обеспечивает устойчивость пути прохождения радиоволн на всевозможных трассах распространения. Это особенно наглядно выступает из результатов измерений значений $t_{кр}$ и $t_{обр}$ для одной и той же радиостанции, когда представлялось возможным вычислить по этим значениям расстояние r между радиостанцией и точкой наблюдения. Действительно, полагая, что средняя скорость распространения радиоволн в обоих случаях одинакова, имеем:

$$\frac{2\pi R_0}{t_{кр}} = \frac{2\pi R_0 - 2r}{t_{обр}}, \quad (66)$$

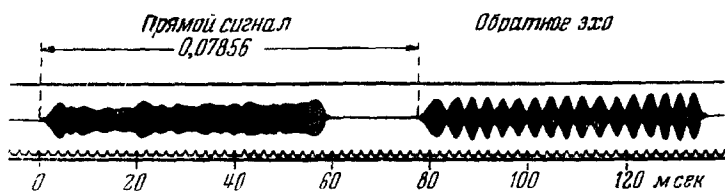


Рис. 30.

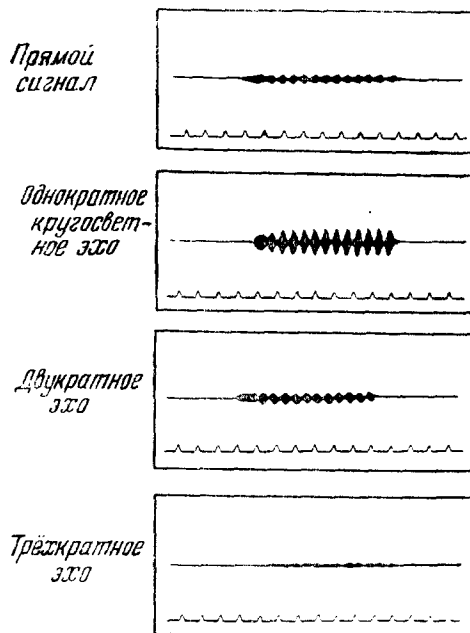


Рис. 31.

где R_0 — радиус Земли. Из (66) получаем, при использовании (65) и значения $2\pi R_0 = 40\,024$ км, что

$$r = 20\,012 \left(1 - \frac{t_{\text{обр}}}{0.13778} \right), \quad (67)$$

т. е. формулу, определяющую расстояние до удалённой станции. Результаты соответствующей обработки опытов, проведённые Гессом³⁶, весьма поучительны.

Измерения $t_{\text{обр}}$ и $t_{\text{кр}}$ для радиостанции, удалённой на расстояние $r_{\text{точ}}$, дали по формуле (67) значения:

Для $r_{\text{точ}} = 6052$ км:

$r = 6068$ км (с погрешностью измерений $\Delta r = +16$ км), 6045 км ($\Delta r = -7$ км), 6091 км ($\Delta r = +39$ км), 6046 км ($\Delta r = -6$ км) и 6057 км ($\Delta r = +5$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 5934$ км:

$r = 5934$ км ($\Delta r = 0$ км) и 5947 км ($\Delta r = +13$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 6604$ км:

$r = 6648$ км ($\Delta r = +44$ км), 6643 км ($\Delta r = +39$ км) и 6601 км ($\Delta r = -3$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 8171$ км:

$r = 8132$ км ($\Delta r = -39$ км), 8147 км ($\Delta r = -24$ км), 8128 км ($\Delta r = -43$ км) и 8179 км ($\Delta r = +8$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 8613$ км:

$r = 8575$ км ($\Delta r = -38$ км), 8562 км ($\Delta r = -51$ км), 8641 км ($\Delta r = +28$ км), 8603 км ($\Delta r = -10$ км) и 8641 км ($\Delta r = +28$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 8598$ км:

$r = 8579$ км ($\Delta r = -19$ км) и 8570 км ($\Delta r = -28$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 9372$ км:

$r = 9363$ км ($\Delta r = -9$ км), 9378 км ($\Delta r = +6$ км), 9358 км ($\Delta r = -14$ км) и 9372 км ($\Delta r = 0$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 10\,217$ км:

$r = 10\,225$ км ($\Delta r = +8$ км), $10\,217$ км ($\Delta r = 0$ км), $10\,244$ км ($\Delta r = +27$ км) и $10\,228$ км ($\Delta r = +11$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 12\,105$ км:

$r = 12\,088$ км ($\Delta r = -17$ км).

Для $r_{\text{точ}} = 16\,081$ км:

$r = 16\,069$ км ($\Delta r = -12$ км).

Таким образом, из этих данных видно, что точные измерения $t_{\text{обр}}$ и $t_{\text{кр}}$ позволяют измерять расстояния во много тысяч кило-

метров до удалённой станции со средней относительной точностью, достигающей 10^{-3} и меньшей величины.

Степень активности кругосветных эхо, т. е. частота их появления и их интенсивность, зависит от времени суток, сезона, а также состояния ионосферы. Однако имеющихся данных ещё недостаточно для указания определённых рецептов для их нахождения. В общем, показано, что кругосветное эхо лучше всего распространяется вдоль большого круга, проходящего близко к линии сумеречной зоны.

В случае, когда путь распространения проходил через полярные области, форма принимаемых эхо-сигналов часто имела вид модулированного колебания и периодически изменялась. При этом частота модуляции колебалась в пределах $0,1$ – $0,5$ гц и в одном случае была равной $2,4$ гц.

Автор³⁵ полагает, что это явление есть результат интерференции двух или нескольких сигналов, распространяющихся по

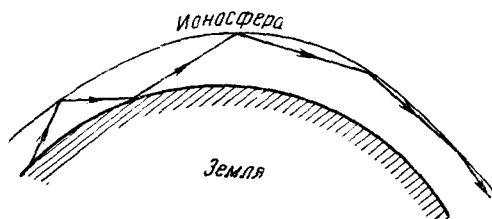


Рис. 32.

разным путям, причём один из них отражается от подвижной области ионосферы, вызывающей доплеровское смещение частоты. Вычисления дают из этих данных скорости движений в ионосфере 10 – 500 м/сек.

В работе³⁵ предполагается, что кругосветное эхо распространяется, как так называемая головная или скользящая волна, известная в акустике, вдоль нижней границы F_2 слоя, так что получается из $t_{кр}$ ⁶⁵, для скорости распространения $c = 299\,776$ км/сек, что высота области скольжения равна 204 км. Однако это теоретическое толкование автора нельзя считать правильным. П. Е. Краснушкиным³⁸ было показано на незаконность переноса теории головной волны, применяемой в акустике, на случай распространения электромагнитных волн. Им же было высказано предположение, что эхо-сигнал распространяется по так называемой рикошетирующей траектории (рис. 32) (аналогично известному случаю «щелчущей галереи», рассмотренному у Рэлея), и дана общая математическая теория распространения радиоволн по такой траектории.

Анализируя результаты исследований Гесса^{35, 36}, разные авторы^{39, 40} приходят к выводу, что изменения времён запаздывания кругосветных эхо, дающих колебания пути в пределах $(1,028 \div 1,037) \cdot 2\pi R_0$, может объясняться зигзагообразной траекторией (рис. 33). Если, например, предположить, что высота отражающего слоя изменяется в пределах 200—300 км, то для угла $\psi = 0$, образуемого нормалью к фронту волны с земной поверхностью, получается изменение длины пути радиоволн в пределах $(1,021 \div 1,031) \cdot 2\pi R_0$, а для $\psi = 6^\circ$ — в пределах $(1,032 \div 1,043) \cdot 2\pi R_0$.

Недавно были описаны³⁷ результаты наблюдения кругосветного эхо на частоте 18 кгц ($\lambda = 16\,660$ м) радиостанции мощностью в 350 квт; точка наблюдения была удалена от радиостанции примерно на 80 км. Кругосветные эхо наблюдались в течение

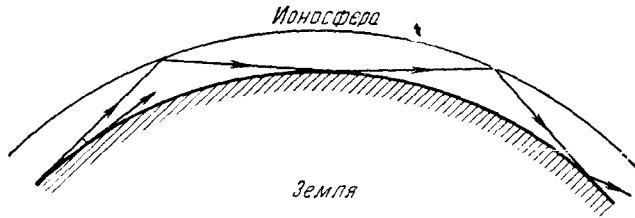


Рис. 33.

четырёх месяцев. При невозмущённой ионосфере получено $t_{кр} = 0,1373 \pm 0,0005$ сек., а в дни ионосферных возмущений $t_{кр} = 0,1365 \pm 0,0005$ сек. Кругосветные эхо регистрировались в период наблюдений круглые сутки, причём напряжение на входе приёмника от прямого сигнала было равным 280 000 мкв, а от кругосветного эхо оно изменялось большую часть дня в пределах 100—150 мкв и достигало максимума, равного ~ 450 мкв в период захода солнца в месте наблюдений.

7. СКОРОСТЬ РАДИОВОЛН

Вопрос о скорости распространения радиоволн привлекает уже давно большое внимание, а в последние 10—15 лет он приобретает всё большее значение для практики в связи с разными применениями радиоволн для целей радионавигации и радиолокации.

Хорошо известно из литературы, что в вопросах теории распространения радиоволн над земной поверхностью, и именно скорости радиоволн, долгое время существовали путаница и неправильное понимание общей картины даже с качественной стороны (см. выше, раздел 2). Ясность в эти вопросы и правильное

теоретическое понимание были внесены работами Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси и их учеников и сотрудников¹. Ими же были впервые выполнены правильные и достаточно точные измерения скорости радиоволн над земной поверхностью с помощью разработанных ими радиоинтерференционных методов. Результаты этих теоретических исследований нашли в последние годы достаточно полное освещение в разных работах и обзоре Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси⁷. Однако за последнее время были опубликованы новые результаты измерения скорости радиоволн. Ввиду большого интереса, который каждый раз представляют такие измерения как для научных, так и для практических задач, целесообразно сделать сводку опубликованных в настоящее время данных этих измерений*). Этим и ограничивается цель настоящего раздела.

Все доступные результаты^{7, 41—46} измерений скорости радиоволн сведены в таблицу I (см. стр. 554).

В первых четырёх строках таблицы (№№ 1—4) приведены для сравнения некоторые результаты измерений, проводившиеся на средних волнах в Советском Союзе радиоинтерференционным методом Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси.

Измерения на длинных волнах (№ 5) проводились⁴¹ с помощью деканавигатора, являющегося одним из вариантов радиоинтерференционных методов (фазовый зонд), заимствованного авторами из советской литературы**). Производился круговой облёт на высоте 300 м трёх синхронизованных базисных станций $\left(1: \frac{4}{3} : \frac{3}{2} \rightarrow\right.$

$\left. \rightarrow 85 \text{ кгц}, 113,33 \text{ кгц} \text{ и } 127,5 \text{ кгц}\right)$, взаимно удалённых на 43 км и 52 км. При пересечении самолётом двух крайних точек базиса измерялось полное изменение разности фаз, по которой вычислялось среднее значение фазовой скорости радиоволн.

На ультракоротких волнах (№ 6) измерялась⁴² уже величина групповой скорости, так как в опытах использовалась импульсная радиолокационная станция. Антенна была поднята на высоту 61 м, так что распространение фактически происходило на трассе прямой видимости — чисто в атмосфере. Вместе с тем авторы проводили специально измерения над морем и в случае, когда часть пути была холмистой; не обнаружено какой-либо разницы в величине скорости.

Все остальные измерения проводились в сантиметровом диапазоне волн также с помощью радиолокационной аппаратуры.

*) См. также Г. Розенберг, Новейшие измерения скорости света и микрогадиоволн в вакууме. УФН, 42, 485 (1950).

**) Вызывает удивление, что соответствующих ссылок и указаний в статье⁴¹ не содержится. Вместе с тем ранее в этом же английском журнале неоднократно был отмечен приоритет советских учёных в этой области.

Скорость распространения радиоволн

№	Значение скорости и точность измерения (км/сек)	Предельное расстояние (км)	Диапазон волн (м)	Метод измерений	Условия опытов	Наблюдатели
1	299 600 ± 100	100	300—450	Радиоинтерференционный (радиодальномер)	Над морем	Щеголев Борушко ^{1, 7} (1937)
2	299 650 ± 170	6	130—195	То же (радиолаг)	Над сушей — степь	Альперт, Мигулин ¹ (1939)
3	299 500 ± 80	100	240—360	То же (радиодальномер)	В разных условиях суши	Грузинов, Миндлин, Борушко ¹ (1939)
4	299 500 ± 180	145	300—450	То же (радиодальномер)	Над морем	Мещеряков, Преображенский ¹ (1940)
5	299 250 ± 40	100	2400—3500	Фазовый зонд (деканавигатор)	Над сушей, при облёте базиса на высоте 300 м	Мендоза ⁴¹ (1947)
6	299 695 ± 50	140	5—13	Импульсный метод (радар)	Над морем и сушей с высокоподнятыми антеннами	Смит, Франклин, Витинг ⁴² (1947)
7	299 687 ± 25	68	0,09	То же	Над морем — была чистая оптическая видимость	Джонс ⁴³ (1947)
8	299 713 ± 25 299 733 ± 25 299 750 ± 25	210 290 370	0,09	То же	При высоте полёта самолёта 3000 м, 6000 м, 9000 м	Джонс, Корнфорд ⁴⁴ (1949)
9	299 792 ± 1,4 (В пересчёте на вакуум)	590	Сантиметровый диапазон	Импульсный метод (Шоран)	Над сушей в 47 направлениях	Аслаксон ⁴⁵ (1949)

Измерения на уровне земной поверхности (№ 7) проводились в условиях прямой видимости на разных трассах и расстояниях. Отмечено увеличение разбросов величины скорости с увеличением расстояния. Не установлено какого-либо соответствия между величиной скорости радиоволн и метеоусловиями. Измерения же на разных высотах полёта самолёта (№ 8) дали регулярное увеличение величины скорости с высотой. Однако разность скоростей на разных высотах превышает ожидаемые величины, рассчитанные по формуле (11) для коэффициента преломления атмосферы с учётом изменения температуры, влажности и давления воздуха с высотой.

Наиболее точные измерения скорости проведены в работе Аслаксона⁴⁵ (№ 9). Приведённые в работе данные усреднены по результатам многочисленных измерений и пересчитаны на скорость распространения в вакууме. Подробное освещение этих опытов в литературе ещё не встречалось.

Следует указать, что вопросу о скорости радиоволн были посвящены ещё две статьи^{46, 47}, которые имеют лишь обзорный характер и не содержат каких-либо новых данных по измерению скорости радиоволн в свободном пространстве.

8. КРОССМОДУЛЯЦИЯ РАДИОВОЛН

В диапазоне средних волн хорошо известен так называемый Люксембург-Горьковский эффект⁴⁸, когда проявляется кроссмоду-

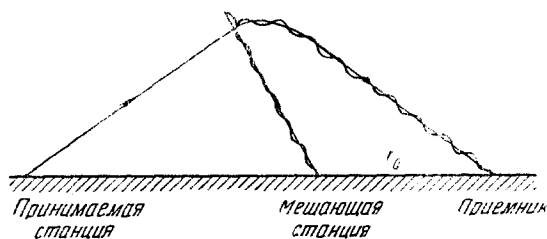


Рис. 34.

ляция радиоволн, а именно, на приёмнике, настроенном на принимаемую радиостанцию, прослушивается другая мощная радиостанция — мешающая (см. рис. 34), работающая на другой волне, далёкой от настройки приёмника. Исследования этого явления представляют интерес для анализа явлений, происходящих в ионосфере, — измерения количества соударений электронов (с нейтральными молекулами или ионами), скорости движения которых изменяются под воздействием мощной мешающей радиостанции, что и вызывает изменение количества соударений в месте отражения

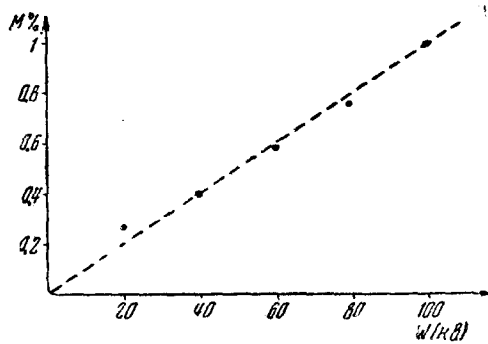


Рис. 35.

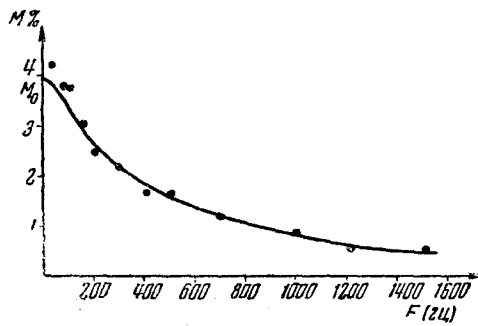


Рис. 36.

принимаемой радиостанции. С другой стороны, эти исследования имеют и практическое значение, так как должны определить условия, при которых проявляется эта помеха радиоприёму, имеющая значение, в особенности, при радиовещании.

В последнее время проведён ряд исследований кроссмодуляции^{49, 53} в широком диапазоне волн, некоторые результаты которых представляется интересным привести в этой статье.

Кроссмодуляция, как уже указывалось выше, наблюдается в диапазоне средних волн, при этом зависимость глубины кроссмодуляции M_0 от длины волны λ мешающей радиостанции имеет довольно сложный характер. В первом приближении установлено, что M_0 увеличивается с увеличением λ . Однако со стороны длинных волн наибольший эффект наблюдался лишь до $\lambda \cong 1800$ м, после чего M_0 начинало быстро уменьшаться, так что в диапазоне $\lambda \cong 3000 \div 5000$ м M_0 имело ничтожно малые значения. С другой стороны, увеличение M_0 наблюдается в диапазоне, близком к жирокопической частоте f_H ($\lambda \sim 200$ м), причём частота, на которой достигается максимальный эффект, была несколько сдвинута относительно f_H в месте наблюдений. На более коротких волнах этот эффект ослабевает, так что при исследованиях на $\lambda = 75$ м кроссмодуляция вовсе не обнаружена. Величина M_0 , как и следует из теории, прямо пропорциональна мощности W мешающей станции, что видно, например, хорошо из рис. 35, на котором приведены результаты измерений на волне 391 м при длине волны мешающей станции $\lambda = 1800$ м и частоте модуляции $\lambda = 400$ гц.

Опыты показывают, что кроссмодуляция наиболее сильно проявляется тогда, когда средняя точка трассы между принимаемой станцией и приёмником удалена от мешающей станции на расстояние $r_0 \cong 100-200$ км. При этом получается максимальная величина $M_0 = 5\%$, если привести результаты опытов к $W_2 = 100$ квт и $r_0 = 100$ км, при приёме радиостанций в диапазоне 300—3700 м и мешающих станциях, работающих в диапазоне $\lambda = 1500 \div 1800$ м. Для практических расчётов для ночи при приёме в диапазоне 300—2000 м до расстояний в 500 км рекомендована⁵¹ следующая формула:

$$M = M_0 \frac{W}{100} \left(\frac{140}{r_0} \right)^2 \frac{M_m}{100}, \quad (68)$$

где M_0 колеблется в пределах 2—5% (W_2 выражено в киловаттах, r_0 — в километрах и M_m — глубина модуляции мешающей станции в процентах).

Зависимость глубины кроссмодуляции от частоты F модуляции мешающей станции видна из рис. 36 и описывается хорошо, как

показывают опыты, теоретической формулой

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{2 \cdot F}{G \bar{\nu}}\right)^2}}, \quad (69)$$

где $M_0 = M$ при $F = 0$, G есть средняя относительная величина количества энергии, теряемой электроном при соударении, а $\bar{\nu}$ — среднее количество соударений электронов с нейтральными частицами.

Из разных опытов получается $G \bar{\nu} = 1140 \div 2860$.

Глубина кроссмодуляции монотонно уменьшается с восходом солнца, что видно из рис. 37, на котором приведены результаты

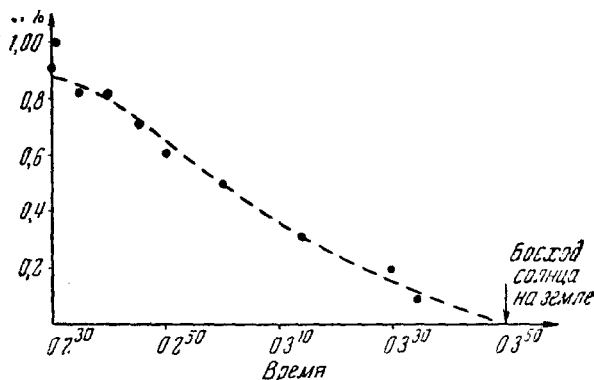


Рис. 37.

наблюдений при приёме на волне 286 м и длине волны мешающей станции $\lambda = 1500$ м.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. «Новейшие исследования распространения радиоволн» под редакцией Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, Гостехиздат (1944).
2. Я. Л. Альперг. Распространение радиоволн в ионосфере, Гостехиздат (1947).
3. «Новейшие исследования распространения радиоволн», а) М. А. Леонтович, стр. 5, б) В. А. Фок, стр. 40, в) Г. А. Гринберг, стр. 69, г) Е. Л. Фейнберг, стр. 97—215, Из-во Академии наук СССР (1948).
4. Б. А. Введенский и А. Г. Аренберг, Вопросы распространения ультракоротких волн. часть первая, Из-во «Советское радио» (1948).
5. В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, Гостехиздат (1949).

- 5а. В. Л. Гинзбург, УФН **34**, 469—480 (1948).
6. Б. А. Введенский и А. Г. Аренберг, УФН **25**, 273—309 (1941), **26**, 1—44 (1943).
7. Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, УФН **26**, 144—168 (1944).
8. В. Л. Гинзбург, УФН **28**, 155—201 (1946).
9. Я. Л. Альперт, УФН **34**, 262—302 (1948), **36**, 1—29 (1948), **38**, 309—337 (1949).
10. Б. А. Введенский, ЖТФ **6**, 163—176 (1936); **6**, 1837—1847 (1936); **7**, 1647—1657 (1937).
11. В. А. Фок, Дифракция радиоволн вокруг земной поверхности, Из-во Академии наук СССР (1946), ЖЭТФ **19**, 916—929 (1949).
12. В. А. Фок, УФН **36**, 308—327 (1948).
13. Balth van der Pol, H. Bremmer, Phil. Mag. **24**, 141—176, 825—863 (1937); **25**, 817—834 (1938); **27**, 261—275 (1939).
14. H. Bremmer, Terrestrial radio Waves, Elsevier Publishing Company, Inc, Amsterdam (1949).
15. М. Г. Белкина, Таблицы для вычисления электромагнитного поля в области тени для различных почв, Из-во «Советское радио» (1949).
16. Е. Л. Фейнберг, Радиотехника **5**, 3—16 (1950).
17. М. И. Пономарёв, Изв. АН СССР, ОТН № 9, 1191—1194 (1947).
18. Г. А. Гринберг, Изв. АН СССР (сер. физ.) **7**, 99—113 (1943).
19. O. E. Rydbeck, On the propagation of radio waves, Trans. Chalm. University, Göteborg (1944).
20. O. Zinke, Frequenz **1**, 16—22 (1947).
21. Конференция: Proc. Phys. Soc. **63**, 141—150 (1950); Journ. Geophys. Res. **54**, 281—294 (1950).
22. K. Weeks, Proc. Inst. El. Eng. **97**, часть III, 100—107 (1950).
23. M. V. Wilkes, Proc. Roy. Soc. **189**, 130—147 (1947).
24. П. А. Рязин и Л. М. Бреховских, Изв. АН СССР (сер. физ.) **10**, 285—305 (1946).
25. P. G. Redgment, Journ. Inst. El. Eng. **94**, часть IIIa, 803—898 (1947).
26. G. Millington, Proc. I. E. E. **96**, часть III, 53—64 (1949).
27. A. L. Kirke, Proc. I. R. E. **37**, 489—496 (1949).
28. P. G. Glemmow, Nature **165**, 107 (1950).
29. G. Millington, Nature **163**, 128 (1949).
30. G. Millington, N. E. Elson, Nature **164**, 114—116 (1949).
31. Е. Л. Фейнберг, Изв. АН СССР (сер. физ.) **7**, 168 (1943); **8**, 132 (1944).
32. W. J. Veunon, Nature **164**, 711 (1949).
33. F. R. Gracely, Proc. I. R. E. **37**, 360—363 (1949).
34. D. W. Heighman, Nature **163**, 527 (1949).
35. H. A. Hess, Zeits. f. Naturforsch. **1**, 499—505 (1946); **2a**, 528—533 (1947).
36. H. A. Hess, Proc. I. R. E. **36**, 981—992 (1948); **37**, 986—989 (1949).
37. J. N. Brown, Journ. Geophys. Res. **54**, 367—372 (1949).
38. П. Е. Краснушкин, Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей, Изд. МГУ (1947).
39. F. Hamburger, K. Rauer, Zeits. f. Naturforsch. **2a**, 521—527 (1947).
40. H. Lassen, Funk und Ton № 8, 420—424 (1948).
41. E. B. Mendoza, Journ. I. E. E. **94**, часть III, 396—398 (1947).
42. R. A. Smith, E. Franklin, F. B. Whiting, Journ. I. E. E. **94**, часть III, 391—396 (1947).
43. F. E. Jones, Journ. J. E. E. **94**, часть III, 399—401 (1947).
44. F. E. Jones, E. C. Cornford, Proc. I. E. E. **96**, часть III, 447—452 (1949).
45. C. I. Aslaksen, Nature **164**, 711—712 (1949).
46. R. L. Smith-Rose, Proc. I. R. E. **38**, 16—20 (1950).

47. L. Essen, *Nature* **165**, 582 (1950).
48. Р. В. Львович, *Радиотехника* **2**, 5—14 (1937).
49. L. G. Huxley, H. G. Foster, C. C. Newton, *Proc. Phys. Soc.* **61**, 134—161 (1948).
50. J. A. Ratcliffe, T. T. Shaw, *Proc. Roy. Soc.* **193**, 311—343 (1948).
51. L. G. Huxley, J. A. Ratcliffe, *Proc. I. E. E.* **96**, часть III, 433—440 (1949).
52. L. G. Huxley, *Proc. Roy. Soc.* **200**, 486—511 (1950).
53. C. C. Newton, F. J. Hyde, H. G. Foster, *Proc. Phys. Soc.* **63**, 616—622 (1950).
54. А. И. Шукин, *Распространение радиоволн*, Связьиздат (1940).
55. Сборник статей «Распространение радиоволн в тропосфере» ИЛ (1950).