

**КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
КАФЕДРА РАДИОАСТРОНОМИИ**

СТЕНИН Ю. М.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

(КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ)

Казань-2012

УДК 621.371 (075)

Принято на заседании кафедры радиоастрономии КФУ
Протокол № 10 от 7 февраля 2012 года

Стенин Ю. М. Распространение радиоволн. Конспект лекций. Казань, 2012.- 40 с.

Рецензент: Шерстюков О. Н., доктор физ.-мат. наук, зав. каф. радиофизики КФУ

Данное пособие представляет собой конспект лекций по распространению радиоволн, читаемых в курсах специалитета и магистратуры Института физики КФУ. Каждая лекция рассчитана на 2 академических часа. Всего в пособии содержатся тексты 14 лекций по дисциплине, что соответствует лекционной нагрузке по данной дисциплине, читаемой в магистратуре «Электромагнитные волны в средах» (направление - 011800.68 - Радиофизика, цикл М2.Б3). В плане специалитета (цикл СД.ДС.Ф.6, специальность: 010801.65 - Радиофизика и электроника, специализация: Радиоастрономия) объем лекционной нагрузки равен 19 часам, поэтому читаются лекции 1-3, 5-6, 8, 10-12.

© Стенин Ю.М., 2012

© Казанский федеральный университет, 2012

СОДЕРЖАНИЕ

Лекция 1	4
Лекция 2	7
Лекция 3	11
Лекция 4	13
Лекция 5	15
Лекция 6	18
Лекция 7	20
Лекция 8	22
Лекция 9	24
Лекция 11	28
Лекция 12	30
Лекция 13	32
Лекция 14	36
Литература.....	40

Лекция 1

В реальных условиях наличие хорошо проводящих поверхностей, а также неоднородностей различного происхождения, как на Земле, так и в атмосфере, существенно искажает прямолинейное распространение радиоволн. Токи, наведенные в поверхности, вызывают поглощение энергии и дифракцию радиоволн.

Дифракция – отклонение распространения радиоволн от прямолинейного, обусловленное наличием препятствий на их пути. Чем больше длина волны, тем больше напряженность поля в области тени.

Рефракция – отклонение распространения радиоволн от прямолинейного, обусловленное изменением диэлектрической проницаемости ϵ среды на пути распространения.

Степень влияния атмосферных и поверхностных факторов на распространение радиоволн существенно зависит от используемого диапазона.

В тропосфере с высотой изменяются давление, температура, влажность, что вызывает рефракцию радиоволн. Наличие в тропосфере случайных неоднородностей турбулентного происхождения приводит к рассеянию радиоволн и, как следствие, к возможности их распространения далеко за пределы прямой видимости.

В стратосфере распространение радиоволн аналогично тропосферному, однако эффекты атмосферного влияния выражены значительно слабее.

Ионосфера оказывает существенное влияние на распространение радиоволн. Так, радиоволны с $\lambda > 10$ м обычно отражаются от ионосферных слоёв и возвращаются на расстоянии до 3500 км от точки излучения, затем отражаются от Земли и т. д., то есть могут распространяться скачками на большие расстояния, вплоть до кругосветного. В диапазоне УКВ ионосфера прозрачна, и радиолуч уходит в космос, однако часть его энергии рассеивается различными ионосферными неоднородностями (метеорные следы, турбулентные неоднородности, спорадические слои и т. д.).

Общий вид системы дифференциальных уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} = \frac{\partial \epsilon \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial \mu \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0. \end{aligned} \tag{1.1}$$

Распространение радиоволн в идеальном диэлектрике

В такой среде $\epsilon, \mu = \text{Const}, \rho = \sigma = 0$. Модель наиболее близка к распространению в нейтральной атмосфере. Для воздуха можно полагать, что магнитная проницаемость $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн / м, а диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \epsilon' \epsilon_0$ ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф / м, ϵ' – относительная диэлектрическая проницаемость). Тогда система (1.1) принимает вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0. \end{aligned} \tag{1.2}$$

Выведем уравнение, описывающее распространение радиоволн в такой среде. Применяя к двум первым уравнениям (1.2) операцию *rot*, получаем два дифференциальных уравнения второго порядка:

$$\Delta \mathbf{E} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad \Delta \mathbf{H} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0, \quad (1.3)$$

Будем полагать, что ток в излучающей антенне меняется по гармоническому закону. Из $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot e^{i\omega t}$ следует $\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\omega^2 \mathbf{E}$, аналогичное соотношение получается и для \mathbf{H} . Подстановка в (1.3) даёт

$$\Delta \mathbf{E} + \varepsilon \mu_0 \omega^2 \mathbf{E} = \Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad \Delta \mathbf{H} + \varepsilon \mu_0 \omega^2 \mathbf{H} = \Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0, \quad (1.4)$$

где введено $k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu_0}$ - волновое число.

Пусть плоская радиоволна распространяется вдоль оси Ox , т. е. $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, t)$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}(x, t)$. После подстановки этих представлений в (1.4) и сокращений получим

$$\frac{d^2 \mathbf{E}(x)}{dx^2} + k^2 \mathbf{E}(x) = 0, \quad \frac{d^2 \mathbf{H}(x)}{dx^2} + k^2 \mathbf{H}(x) = 0. \quad (1.5)$$

Нетрудно проверить, что решения уравнений (1.5) для волны, распространяющейся в положительном направлении Ox , имеют вид

$$\mathbf{E}(x) = \mathbf{E}_m \cdot e^{-ikx}, \quad \mathbf{H}(x) = \mathbf{H}_m \cdot e^{-ikx}, \quad (1.6)$$

где \mathbf{E}_m и \mathbf{H}_m - амплитуды полей. Таким образом, решения уравнений (1.4) для заданных условий имеют вид:

$$\mathbf{E}(x, t) = \mathbf{E}_m e^{i(\omega t - kx)}, \quad \mathbf{H}(x, t) = \mathbf{H}_m e^{i(\omega t - kx)}. \quad (1.7)$$

Из (1.7) следует, в частности, что поля \mathbf{E} и \mathbf{H} в распространяющейся волне синфазны.

Освободиться от специального выбора системы координат можно, используя волновой вектор $\mathbf{k} = k\mathbf{n}$ (\mathbf{n} - единичный вектор, направленный по пути распространения радиоволны). Если \mathbf{r} - радиус-вектор точки на поверхности фронта волны (рис. 1.1), то расстояние от т. O до фронта равно $\mathbf{n}\mathbf{r}$, и решения (1.3) можно представить в следующей форме:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_m e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}, \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_m e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}. \quad (1.8)$$

Справедливость (1.8) нетрудно проверить подстановкой в уравнения (1.3).

Выражения (1.8) описывают **монохроматическую** волну, т. е. волну, векторы напряженности которой меняются во времени по гармоническому закону с одной определенной частотой.

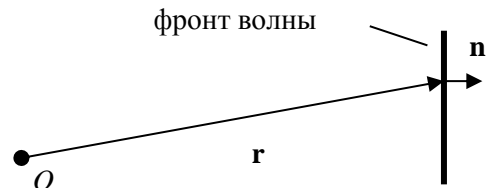


Рис. 1.1. Перемещающийся фронт радиоволны

Найдем фазовую скорость распространения радиоволны v_ϕ как скорость перемещения ее фронта (рис.1.1). На такой поверхности фаза $\psi = \omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} = \omega t - k\mathbf{n}\mathbf{r} = \text{Const}$, следовательно,

$$\frac{d\psi}{dt} = \omega - k \frac{d(\mathbf{n}\mathbf{r})}{dt} = \omega \left(1 - \sqrt{\varepsilon\mu_0} \frac{dr_{\phi p}}{dt} \right) = 0, \quad (1.9)$$

здесь $r_{\phi p}$ – проекция \mathbf{r} на направление перемещения фронта волны. Т.о.,

$$v_\phi = v = \frac{dr_{\phi p}}{dt} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'}}, \text{ где } c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

Определим ориентацию векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} волны относительно направления распространения и между собой. Векторные операции в (1.2) можно выразить с помощью оператора $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{x}_0 + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{y}_0 + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{z}_0$:

$$\text{div}\mathbf{E} = \nabla\mathbf{E}, \quad \text{rot}\mathbf{E} = [\nabla, \mathbf{E}], \quad \text{div}\mathbf{H} = \nabla\mathbf{H}, \quad \text{rot}\mathbf{H} = [\nabla, \mathbf{H}].$$

Применим ∇ к экспоненте в (1.8). Поскольку $\mathbf{k}\mathbf{r} = k_x x + k_y y + k_z z$, то $\nabla e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})} = e^{i\omega t} \nabla e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} = e^{i\omega t} (-i\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} = -i\mathbf{k} e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}$. Тогда два последних уравнения системы (1.2) можно записать как

$$\text{div}\mathbf{E} = \nabla\mathbf{E} = -i(\mathbf{k}\mathbf{E}) = 0, \quad \text{div}\mathbf{H} = \nabla\mathbf{H} = -i(\mathbf{k}\mathbf{H}) = 0. \quad (1.10)$$

Из (1.10) следует, что векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} перпендикулярны волновому вектору \mathbf{k} , а, следовательно, и направлению распространения волны.

Проанализируем теперь второе уравнение системы (1.2).

$$\text{rot}\mathbf{E} = [\nabla, \mathbf{E}] = -i[\mathbf{k}, \mathbf{E}] = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}. \quad (1.11)$$

Но $[\mathbf{k}, \mathbf{E}] = k[\mathbf{n}, \mathbf{E}] = \omega\sqrt{\varepsilon\mu_0}[\mathbf{n}, \mathbf{E}]$, тогда после сокращений получим

$$\sqrt{\varepsilon}[\mathbf{n}, \mathbf{E}] = \sqrt{\mu_0} \mathbf{H}. \quad (1.12)$$

Из (1.12) следует, что векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения правостороннюю тройку векторов.

Если, используя представление (1.8), взять модуль от обеих частей (1.12) и учесть, что $|\mathbf{n}| = 1, |e^{i\dots}| = 1$, то

$$\sqrt{\varepsilon}|\mathbf{E}| = \sqrt{\varepsilon}|\mathbf{E}_m| = \sqrt{\mu_0}|\mathbf{H}| = \sqrt{\mu_0}|\mathbf{H}_m|,$$

т. е. отношение величин амплитуд полей волны

$$\frac{|\mathbf{E}_m|}{|\mathbf{H}_m|} = \frac{E_m}{H_m} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon'\varepsilon_0}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'}} \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7}}{1 \cdot 10^{-9}}} = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon'}}, \quad (1.13)$$

Лекция 2

Распространение плоских радиоволн в проводящей среде

В земных условиях к таким средам обычно относят ионосферу, водную толщу, почву. Здесь проводимость $\sigma \neq 0$, поэтому система уравнений Максвелла приобретает вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Полагая, что поле создается гармоническим током антенны, т. е. $\mathbf{E} \sim e^{i\omega t}$, имеем $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i\omega \mathbf{E}$, откуда $\mathbf{E} = \frac{1}{i\omega} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$. Подставив это выражение в первое уравнение системы (2.1), получаем:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \left(\varepsilon + \frac{\sigma}{i\omega} \right) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \left(\varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} \right) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \varepsilon_k \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$\varepsilon_k = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega}$ называется комплексной диэлектрической проницаемостью.

Уравнение (2.2) отличается от аналогичного из (1.2) лишь тем, что ε заменяется на ε_k . Все остальные уравнения систем (2.1) и (1.2) совпадают, поэтому правомерно использовать результаты, полученные для идеального диэлектрика, заменив в них ε' на относительную комплексную диэлектрическую проницаемость ε'_k

$$\varepsilon'_k = \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_0} = \varepsilon' - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} = \varepsilon' - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 2\pi f} = \varepsilon' - i \frac{\sigma \lambda}{2\pi \varepsilon_0 v} = \varepsilon' - i \frac{\sigma \lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} \approx \varepsilon' - i 60 \sigma \lambda.$$

Представим $\sqrt{\varepsilon'_k}$ в виде $\sqrt{\varepsilon'_k} = n - ip$. Тогда из (1.7) следует

$$E_z = E_m e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v} \right)} = E_m e^{i\omega \left(t - \frac{\sqrt{\varepsilon'_k} x}{c} \right)} = E_m e^{i\omega \left(t - \frac{nx}{c} + i \frac{px}{c} \right)} = E_m e^{-\frac{\omega p}{c} x} e^{i\omega \left(t - \frac{nx}{c} \right)}, \quad (2.3)$$

или в тригонометрической форме

$$E_z = E_m e^{-\frac{\omega p}{c} x} \operatorname{Cos} \left[\omega \left(t - \frac{nx}{c} \right) \right]. \quad (2.4)$$

Из (2.4) следует, что в проводящей среде волна распространяется со скоростью $v = \frac{c}{n}$, а амплитуда напряженности её поля с расстоянием уменьшается, т. е. имеет место затухание волны.

Напряжённость магнитного поля радиоволны в проводящей среде

$$H_y = H_m e^{i\omega\left(t - \frac{\sqrt{\varepsilon'_k}}{c}x\right)} = \frac{\sqrt{\varepsilon'_k}}{120\pi} E_m e^{-\frac{\omega p}{c}x} e^{i\omega\left(t - \frac{n}{c}x\right)}. \quad (2.5)$$

Используя в (2.5) представление $\sqrt{\varepsilon'_k} = \sqrt{n^2 + p^2} e^{-i \operatorname{arctg} \frac{p}{n}}$, получаем

$$H_y = \frac{\sqrt{n^2 + p^2}}{120\pi} E_m e^{-\frac{\omega p}{c}x} e^{i\left[\omega\left(t - \frac{n}{c}x\right) - \operatorname{arctg} \frac{p}{n}\right]}, \quad (2.6)$$

соответственно, в тригонометрической форме

$$H_y = \frac{\sqrt{n^2 + p^2}}{120\pi} E_m e^{-\delta x} \cos\left[\omega\left(t - \frac{n}{c}x\right) - \operatorname{arctg} \frac{p}{n}\right]. \quad (2.7)$$

Таким образом, при распространении в проводящей среде:

- 1) волна остается поперечной;
- 2) по мере распространения волны в направлении x её амплитуда уменьшается по закону $e^{-\delta x}$, где $\delta = \frac{\omega p}{c}$ – коэффициент поглощения средой;
- 3) радиоволна распространяется со скоростью $v = \frac{c}{n}$;
- 4) сдвиг магнитного поля по фазе по отношению к электрическому $\Delta\varphi = \operatorname{arctg}\left(\frac{p}{n}\right)$;
- 5) $H_m = \frac{\sqrt{n^2 + p^2}}{120\pi} E_m$.

Рассматривая представления $\varepsilon'_k = \varepsilon' - i60\sigma\lambda$ и $\sqrt{\varepsilon'_k} = n - ip$ как систему двух уравнений, нетрудно получить, что

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon'}{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{60\sigma\lambda}{\varepsilon'}\right)^2}}, \quad p = \sqrt{\frac{\varepsilon'}{2}} \sqrt{-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{60\sigma\lambda}{\varepsilon'}\right)^2}}. \quad (2.8)$$

Область пространства, существенная для распространения. Принцип Гюйгенса и зоны Френеля

Определим область пространства, в которой распространяется основная часть радиоволны, формирующая сигнал в точке приёма. Размер и конфигурация такой области определяются принципом Гюйгенса – Френеля, согласно которому каждая точка фронта распространяющейся волны, созданной каким-то первичным источником A , сама является источником новой сферической волны.

Рассмотрим построение, предложенное Френелем (рис. 3.2). Пусть в т. A помещён излучатель, а в т. B – приёмная антенна. Источник создаёт сферическую волну, т. е. волну, поверхностью равных фаз которой является сфера с центром в т. A . Построим конические поверхности с вершиной в т. B и осью AB такие, чтобы образующие конусов отличались между собой на величину $m \frac{\lambda}{2}$ ($m = 1, 2, \dots$). Тогда должны выполняться следующие ра-

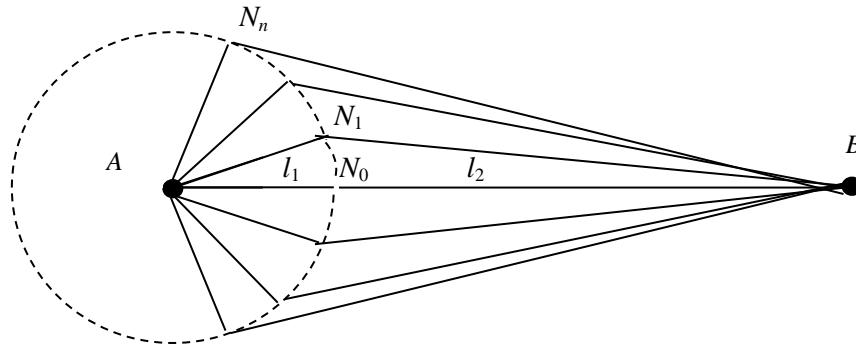


Рис. 3.2. Зоны Френеля

венства:

$$BN_1 - BN_0 = BN_2 - BN_1 = \dots = BN_n - BN_{n-1} = \frac{\lambda}{2}. \quad (3.1)$$

Пересечение конусов с фронтом волны образует на сферической поверхности семейство коаксиальных окружностей. Участки поверхности сферы, заключённые между смежными окружностями, называются **зонами Френеля**. Первая, или главная, зона Френеля – часть сферы, ограниченная окружностью N_1 , зоны высших порядков представляют собой кольцевые области. Из (3.1) следует, что фазы радиоволн, излучаемых виртуальными источниками смежных зон, отличаются в среднем на π .

Разобьём каждую зону Френеля на большое количество колец конечной ширины и просуммируем векторы напряжённости поля в точке приёма от каждого кольца (рис. 3.3). Результирующую амплитуду волн от вторичных источников всех зон Френеля можно представить в виде знакопеременного ряда

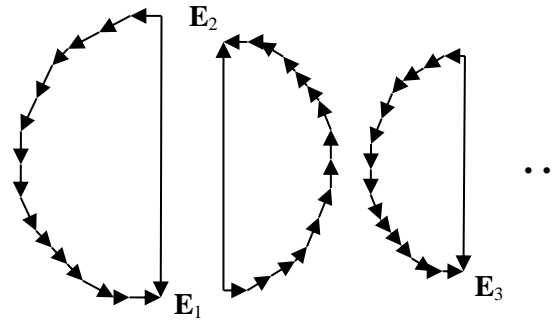


Рис. 3.3. Векторы напряжённости поля от зон Френеля

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + E_5 - \dots = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots \quad (3.2)$$

Обычно расстояние между передающей и приёмной антеннами значительно превышает длину волны ($l_1 + l_2 \gg \lambda$), тогда амплитуды E_i от соседних зон мало отличаются друг от друга и можно считать, что $E_i \approx \frac{E_{i-1} + E_{i+1}}{2}$, т. е. выражения в скобках в (3.2) близки к нулю. Таким образом, в результате взаимной компенсации сигналов от соседних зон высших порядков результирующая амплитуда поля от всех зон Френеля $E \approx \frac{E_1}{2}$, т. е. эк-

вивалентна излучению половины первой зоны Френеля (реально полной компенсации соседних зон не происходит, поэтому более точно $\frac{E_1}{2} < E < E_1$). В первом приближении полагают, что поверхность первой зоны Френеля и есть область пространства, ответственная за создание сигнала в точке приёма.

Зоны Френеля могут быть построены на поверхности произвольной формы. Найдём радиус n -й зоны Френеля на плоскости S , перпендикулярной направлению распространения, в предположении, что распространяется плоская радиоволна. Согласно обозначениям рис. 3.4,

$$AN_n + N_nB - (l_1 + l_2) = n \frac{\lambda}{2}. \quad (3.4)$$

Если выполняется условие $l_1, l_2 \gg \lambda$, то

$$AN_n = \sqrt{l_1^2 + R_n^2} \approx l_1 + \frac{R_n^2}{2l_1}, \quad N_nB = \sqrt{l_2^2 + R_n^2} \approx l_2 + \frac{R_n^2}{2l_2}. \quad (3.5)$$

Подставив выражения (3.5) в (3.4), нетрудно получить

$$R_n = \sqrt{\frac{n\lambda l_1 l_2}{l_1 + l_2}}. \quad (3.6)$$

Зафиксируем на плоскости S , перпендикулярной трассе AB , точки образующей n -й зоны Френеля и будем перемещать S вдоль трассы (рис. 3.5). Из (3.4) следует, что в этом случае выполняется равенство

$$AN_n + N_nB = (l_1 + l_2) + n \frac{\lambda}{2} = \text{Const}. \quad (3.8)$$

Математически (3.8) есть уравнение эллипса, следовательно, границы зон Френеля в пространстве представляют собой поверхности эллипсоидов вращения с фокусами в точках A и B . Области пространства между двумя соседними эллипсоидами называют пространственными зонами Френеля. Максимум радиус сечения эллипсоида плоскостью S достигает при $l_1 = l_2 = AB/2$:

$$R_{n \max} = \sqrt{\frac{n\lambda}{AB} \left(\frac{AB}{2}\right)^2} = \frac{\sqrt{n \cdot \lambda \cdot AB}}{2}. \quad (3.9)$$

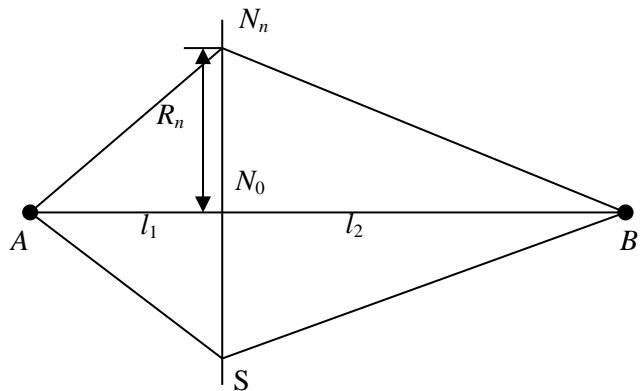


Рис. 3.4. К определению радиусов зон Френеля

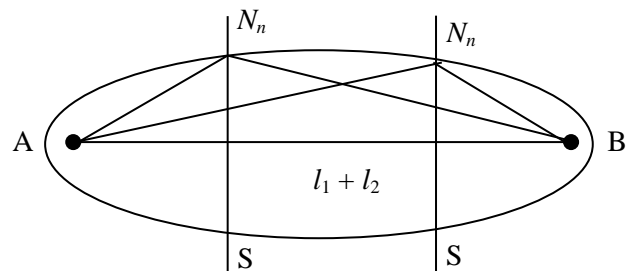


Рис. 3.5. Построение границ пространственных зон Френеля

Лекция 3

Отражение радиоволн от поверхности плоской Земли

Пусть приемная антенна установлена вблизи поверхности Земли. Влияние земной поверхности на распространение радиоволн наиболее просто учесть, когда антенна поднята на высоту порядка нескольких длин волн.

Если радиоволна достигает земной поверхности на значительном по сравнению с λ расстоянии от излучателя, то участок фронта волны вблизи приёмной антенны можно аппроксимировать плоскостью. При небольшой протяженности радиолинии земную поверхность можно считать плоской в метровом диапазоне для трасс длиной до 10 – 20 км, в декаметровом – до нескольких десятков км, на СВ и ДВ – до нескольких сотен км.

На границе раздела "земля-воздух" происходит отражение радиоволны (рис. 4.1), так что поле в т. приема B

является результатом интерференции поля первичной волны, пришедшей из т. излучения A , и отраженной волны. Используя метод зеркальных отображений, можно заменить влияние Земли полем источника, расположенного в точке A' зеркального отображения реального излучателя A , умноженным на коэффициент отражения R (для идеально проводящей поверхности $|R| = 1$). Рассматривая $A'B$ как реальную трассу, выделим пространственные зоны Френеля, существенные для распространения. Пересечение 6 ÷ 8 первых зон с земной поверхностью образует конфокальные эллипсы, поверхность которых можно считать зоной, существенной для отражения. Если этот участок достаточно плоский, ровный и однородный, то и всю поверхность раздела можно рассматривать как ровную, однородную и безграничную.

Плоскость падения – плоскость, проходящая через направление падения волны и нормаль к граничной поверхности (к поверхности раздела двух сред) в точке падения. Если вектор поля E лежит в плоскости падения, то падающая волна называется волной с вертикальной поляризацией (рис.4.3). Если E перпендикулярен плоскости падения, то волна считается поляризованной горизонтально. В случае произвольной ориентации вектора E его можно разложить на вертикальную и горизонтальную составляющие E_B и E_G .

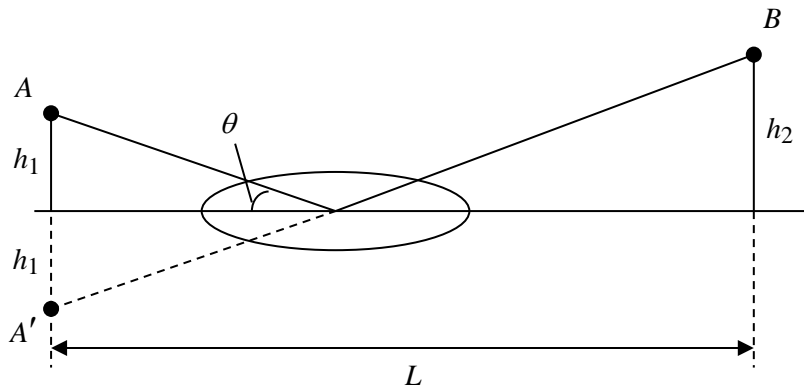


Рис. 4.1. Участок поверхности, существенный для отражения

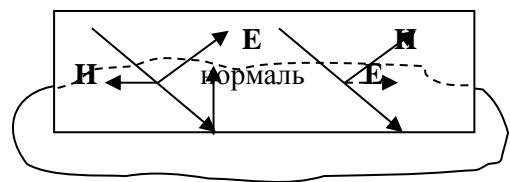


Рис. 4.3. Вертикальная и горизонтальная поляризация падающей волны

Отражение плоских радиоволн на границе раздела двух сред

При падении радиолуча на поверхность раздела сред может происходить как его отражение, так и преломление. Пусть направление падающей волны составляет угол ϕ с

нормалью к поверхности, направление отраженной волны – угол φ' и направление преломленной волны – угол ψ (рис. 5.1).

Из электродинамической теории известно на связь между этими углами:

$$k_1 \sin \varphi = k_1 \sin \varphi' = k_2 \sin \psi, \quad (5.1)$$

откуда сразу имеем условие отражения $\varphi = \varphi'$. Из определения волнового числа $k = \omega \sqrt{\varepsilon_k \mu_0} = \omega \sqrt{\varepsilon'_k \varepsilon_0 \mu_0}$, полагая для воздуха $\sqrt{\varepsilon'_k} = 1$ и для земли $\varepsilon'_{k2} = \varepsilon'_k$, запишем условие преломления

$$\sin \varphi = \sqrt{\varepsilon'_k} \sin \psi. \quad (5.2)$$

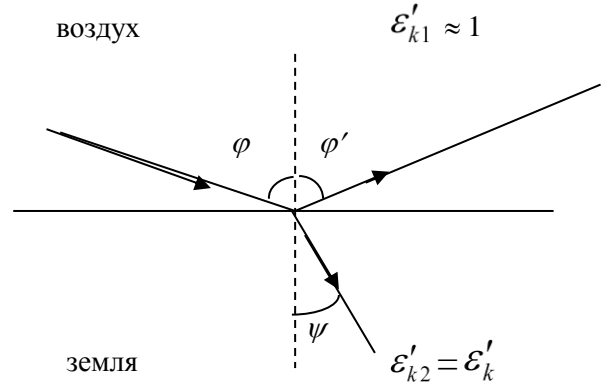


Рис. 5.1. Отражение и преломление падающей волны

В зависимости от длины волны земная поверхность может иметь свойства диэлектрика (если $\varepsilon' \gg 60\sigma\lambda$, т. е. $\varepsilon'_k \approx \varepsilon'$), полупроводника (если $\varepsilon' \approx 60\sigma\lambda$) или проводника (когда $60\sigma\lambda \gg \varepsilon'$ и $\varepsilon'_k \approx i60\sigma\lambda$).

Коэффициент отражения вертикально поляризованной волны

Пусть на поверхность раздела падает гармоническая волна $E_{nad} = E_m nad e^{i\omega t}$. На границе раздела сред должны выполняться условия равенства тангенциальных составляющих векторов **E** и **H**: $E_{1t} = E_{2t}$ и $H_{1t} = H_{2t}$, на основании чего можно составить систему

$$E_m nad \cos \varphi - E_m omp \cos \varphi = E_m np \cos \psi, \quad (5.3)$$

$$H_m nad + H_m omp = H_m np. \quad (5.4)$$

Коэффициент отражения волны R определяется как отношение амплитуд $R = \frac{E_m omp}{E_m nad}$.

Пусть свойства земли близки к идеальному диэлектрику. Тогда из (1.13) и (5.4) следует

$E_m np = \frac{E_m nad + E_m omp}{\sqrt{\varepsilon'_k}}$. Подставим это выражение в (5.3), поделим всё на $E_m nad$. Перейдя к

углу скольжения $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$, с помощью (5.2) исключим угол ψ :

$\cos \psi = \sqrt{1 - \sin^2 \psi} = \sqrt{\frac{\varepsilon'_k - \cos^2 \theta}{\varepsilon'_k}}$ и получим

$$R_B = \frac{\varepsilon'_k \sin \theta - \sqrt{\varepsilon'_k - \cos^2 \theta}}{\varepsilon'_k \sin \theta + \sqrt{\varepsilon'_k - \cos^2 \theta}}. \quad (5.5)$$

Если проводимость почвы $\sigma \neq 0$, то ε'_k является комплексной величиной, комплексно и выражение (5.5), поэтому R_B можно представить в виде

$$R_B = |R_B| e^{-i\beta_B}, \quad (5.6)$$

т. е. при взаимодействии радиоволны с проводящей поверхностью появляется сдвиг фаз между падающей и отраженной волнами на угол β_B .

Проанализируем выражение (5.5) для различных свойств земной поверхности:

а) $60\sigma\lambda \ll \varepsilon'$, $\varepsilon'_k \approx \varepsilon'$, т. е. почва близка к идеальному диэлектрику. Тогда коэффициент отражения

$$R_B = \frac{\varepsilon' \sin \theta - \sqrt{\varepsilon' - \cos^2 \theta}}{\varepsilon' \sin \theta + \sqrt{\varepsilon' - \cos^2 \theta}} \quad (5.7)$$

является вещественной величиной. При малых θ $\varepsilon' \sin \theta \rightarrow 0$ и $R_B \rightarrow -1$ (отрицательность R_B интерпретируется как изменение фазы R на π). При возрастании θ достигаем угла

Брюстера $\theta_0 = \arcsin \sqrt{\frac{1}{\varepsilon' + 1}}$, при котором R_B

равен 0, а угол между преломленной волной и направлением отражения $= 90^\circ$.

В интервале углов $\theta_0 \leq \theta \leq \pi/2$ коэффициент R_B растёт от 0 до значения $\frac{\varepsilon' - \sqrt{\varepsilon'}}{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'}} = \frac{\sqrt{\varepsilon'} - 1}{\sqrt{\varepsilon'} + 1} > 0$, это означает, что для указанных углов скольжения фаза при отражении не меняется.

б) $60\sigma\lambda \gg \varepsilon'$, т. е. $\varepsilon'_k \approx i60\sigma\lambda$, и почву можно рассматривать как проводник. В этом случае $|R_B| = 1$, поскольку по законам электродинамики $E_{m\text{ np}} = 0$, следовательно, должно происходить полное отражение. Тогда из (5.3) следует, что $E_{m\text{ над}} = E_{m\text{ отр}}$, т. е. фаза волны при отражении не меняется.

в) $60\sigma\lambda \approx \varepsilon'$ – случай полупроводящей поверхности. В целом, $|R_B|$ и β_B меняются как и для случая а), только $|R_B|$ в нуль не обращается, а имеет минимум при $\theta = \theta_0$.

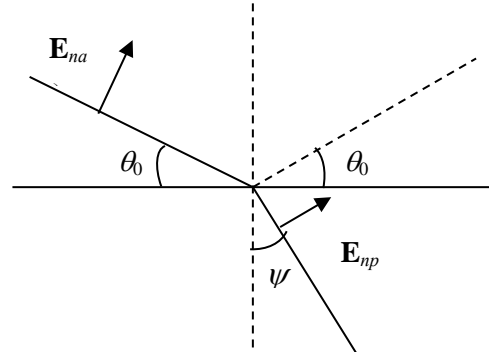


Рис. 5.2. Падение волны под углом Брюстера

Лекция 4

Коэффициент отражения горизонтально поляризованной волны

Исходя из равенств тангенциальных составляющих полей, получаем следующую исходную систему уравнений:

$$E_{m\text{ над}} + E_{m\text{ отр}} = E_{m\text{ пр}}, \quad (5.8)$$

$$H_{m\text{ над}} \cos \varphi - H_{m\text{ отр}} \cos \varphi = H_{m\text{ пр}} \cos \psi, \quad (5.9)$$

откуда, выполняя преобразования аналогично предыдущему разделу, определяем коэффициент отражения R_Γ

$$R_\Gamma = \frac{\sin \theta - \sqrt{\varepsilon'_k - \cos^2 \theta}}{\sin \theta + \sqrt{\varepsilon'_k - \cos^2 \theta}}. \quad (5.10)$$

Случаи различных свойств отражающей поверхности:

а) почва – диэлектрик. Тогда коэффициент отражения

$$R_\Gamma = \frac{\sin \theta - \sqrt{\varepsilon' - \cos^2 \theta}}{\sin \theta + \sqrt{\varepsilon' - \cos^2 \theta}}$$

вещественен, для всех углов θ $R_T < 0$, следовательно, при любых θ сдвиг фаз β_T равен π . При $\theta = 0$ $R_T = -1$, с ростом θ $|R_T|$ плавно убывает, и при $\theta = \frac{\pi}{2}$ $|R_T| = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon'}}{1 + \sqrt{\varepsilon'}} = -\frac{\sqrt{\varepsilon'} - 1}{\sqrt{\varepsilon'} + 1}$, что равно величине $|R_B|$ для того же угла.

б) почва – проводник. В этом случае для любых углов θ $R_T \approx -1$, т. е. вся падающая энергия отражается, фаза меняется на π , что следует из (5.8): если $E_{m\text{ пр}} = 0$, то должно быть $E_{m\text{ пад}} = -E_{m\text{ отр}}$.

в) почва – полупроводник. В этом случае R_T – комплексный.

Распространение радиоволн при наличии экранирующих препятствий

Оценим влияние экранирующего препятствия в предположении, что препятствие имеет форму непрозрачного клина. Такая аппроксимация применяется, если размеры препятствия (вершины клина) вдоль трассы \ll размера поперечного сечения эллипсоида, существенного для распространения, а размеры поперек трассы \gg этого размера. Пусть такое препятствие характеризуется высотой экранирования d , равной возвышению гребня клина над линией прямой видимости, соединяющей точки излучения A и приема B (рис. 7.1).

Если пренебречь физическими свойствами клина (σ , μ , ε), то можно свести задачу к оптической дифракции, а именно, поле E в точке приёма определяется формулой $E = F \cdot E_0$, в которой E_0 – поле в свободном пространстве, а F – дифракционный множитель

$$F = \frac{E}{E_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (C(u) - jS(u)) = \sqrt{\frac{C^2(u) + S^2(u)}{2}} e^{i\gamma} \quad (7.1)$$

Здесь $u = \frac{d\sqrt{2}}{R_1}$ (R_1 – радиус первой зоны Френе-

ля), $\text{tg } \gamma = -\frac{S(u)}{C(u)}$, $C(u) = \frac{1}{2} - \int_0^u \cos \frac{\pi x^2}{2} dx$ и

$S(u) = \frac{1}{2} - \int_0^u \sin \frac{\pi x^2}{2} dx$ – интегралы Френеля.

Изменчивость множителя F в зависимости от u (по сути, от высоты экрана, выраженной в зонах Френеля) представлена на рис. 7.2: F флукутирует около 1 при $d < 0$, равен 0,5 при $d = 0$ и плавно понижается до 0 при $d > 0$.

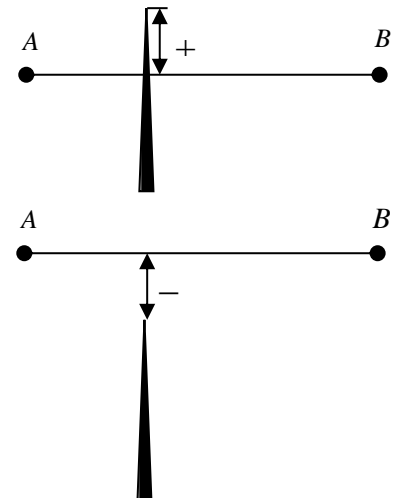


Рис. 7.1. Клиновидное препятствие на трассе

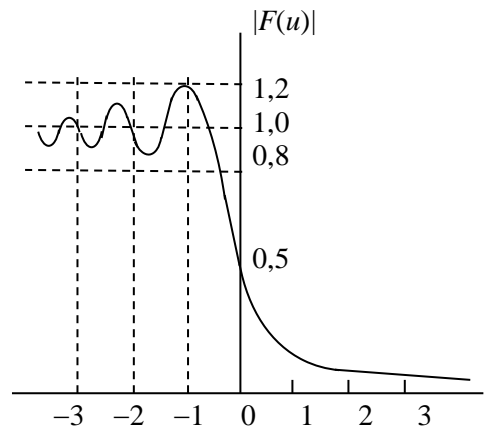


Рис. 7.2. Изменчивость дифракционного множителя в зависимости от высоты экрана

Эффект "усиления препятствием"

Наблюдается обычно на трассах УКВ протяжённостью $100 \div 150$ км, проходящих через горные кряжи высотой $1 \div 2$ км, и заключается в том, что напряжённость электрического поля радиоволны при некотором удалении от препятствия может оказаться большей, чем на таком же расстоянии от передающей антенны на трассе без препятствий. Теоретически эффект усиления радиосигнала вытекает из **теоремы Фейнберга**: задача о поле излучателя над идеально проводящей землей с выступом эквивалентна задаче о поле такого же излучателя и его зеркального изображения в свободном пространстве при наличии препятствия, имеющего форму выступа, состыкованного со своим зеркальным изображением.

Пусть на трассе имеется клиновидное препятствие (рис. 7.3), с вершины H которого видны как передающая антенна A , так и приемная B . В точку H приходят два луча: прямой (AH) и отраженный от земной поверхности (ACH). Они возбуждают вершину препятствия, в результате чего в точке B должна наблюдаться суперпозиция 4-х лучей: двух, возбужденных прямым лучом, и двух, возбужденных отраженным лучом. Обозначим длины путей распространения

$$r_1 = AH + HB, \quad r_2 = AH' + HB, \quad r_3 = A'H + HB, \quad r_4 = A'H' + HB.$$

Тогда поле в точке приёма B

$$|E_B| = E_{0m} \left| F_{AHB} e^{-ikr_1} + R_C F_{A'HB} e^{-ikr_2} + R_C R_D F_{A''HB} e^{-ikr_3} + R_D F_{A'''HB} e^{-ikr_4} \right|, \quad (7.2)$$

где R_C и R_D – коэффициенты отражения лучей от почвы в точках C и D . Практический интерес представляют пологие трассы, когда $R_C \approx R_D \approx -1$ и дифракционные множители F мало отличаются друг от друга. В этом случае из (7.2) следует, что $|E_B| \leq 4E_{0m}$, т. е. поле радиоволны в точке приема B , находящейся за препятствием, не может превосходить 4-кратного значения поля при распространении в свободном пространстве.

Эффект усиления препятствием возможен, если потери при огибании препятствия не слишком велики. Обычно абсолютное усиление поля невелико, однако если длина трассы значительно превышает расстояние прямой видимости, так что точка приема при отсутствии препятствия находится в глубокой тени за горизонтом, эффект усиления может быть значительным. Практика показывает, что на таких трассах препятствие, выполняющее роль пассивного ретранслятора, способно увеличить напряжённость поля радиоволны на $60 \div 80$ дБ по сравнению с дифракционным.

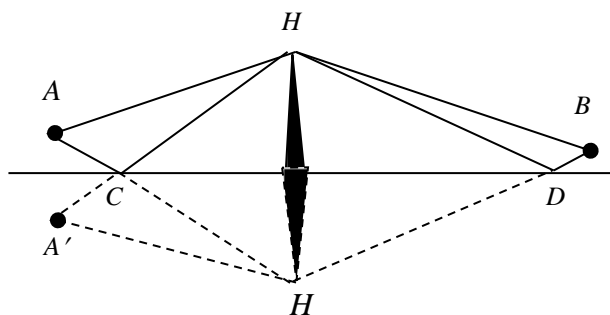


Рис. 7.3. К объяснению эффекта усиления препятствием

Лекция 5

Распространение радиоволн при антеннах, поднятых над плоской Землей

Поднятой считается антенна, питаемая неизлучающим фидером и расположенная на расстоянии не менее нескольких λ от земной поверхности.

Пусть в точке A свободного пространства ($\varepsilon' = 1, \mu = \mu_0, \sigma = 0$) расположен точечный изотропный излучатель мощностью P . На расстоянии r от излучателя

$$|\Pi| = \frac{|\mathbf{E}|^2}{120\pi} = \frac{P}{4\pi r^2}, \text{ откуда } E = \frac{\sqrt{30P}}{r}. \quad (8.1)$$

Напряженность поля, создаваемого направленной антенной с коэффициентом усиления G ,

$$|\mathbf{E}| = \frac{\sqrt{30PG}}{r}. \quad (8.2)$$

Амплитудное значение напряженности поля

$$E_m = \sqrt{2}|\mathbf{E}| = \frac{\sqrt{60PG}}{r}. \quad (8.3)$$

Пусть в точку B (рис. 8.1) приходят как прямой луч с напряжённостью \mathbf{E}_{np} , так и отраженный от поверхности луч с \mathbf{E}_{omp} . Для плоской волны

$$E_{np} = E_m(r) e^{i(\alpha r - \frac{2\pi}{\lambda} r)},$$

$$E_{omp} = E_m(r + \Delta r) |R| e^{i(\alpha(r + \Delta r) - \frac{2\pi}{\lambda}(r + \Delta r) - \beta)},$$

где $r = AB$, $r + \Delta r = AC + CB$, R – коэффициент отражения в точке C , β определяет возможное изменение фазы волны при отражении.

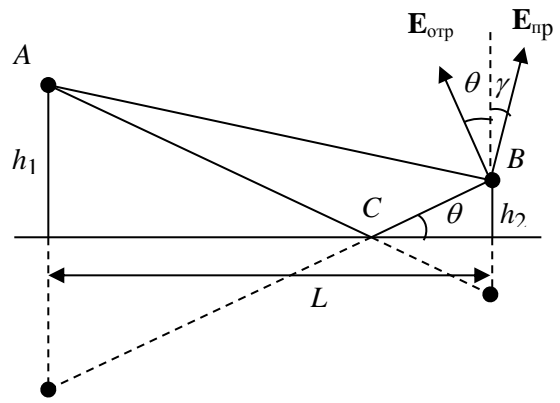


Рис. 8.1. Схема трассы при антеннах, поднятых над плоской поверхностью

Горизонтальная поляризация падающей волны

В этом случае напряжённость поля в точке приема $E_B = E_{np} + E_{omp}$, т. е.

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}_B| &= \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} e^{i(\alpha r - \frac{2\pi}{\lambda} r)} + \frac{\sqrt{60PG_2}}{r + \Delta r} |R_\Gamma| e^{i(\alpha(r + \Delta r) - \frac{2\pi}{\lambda}(r + \Delta r) - \beta_\Gamma)} = \\ &= \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} \left\{ 1 + |R_\Gamma| \sqrt{\frac{G_2}{G_1}} \frac{r}{r + \Delta r} e^{-i(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\Gamma)} \right\} e^{i(\alpha r - \frac{2\pi}{\lambda} r)} = E_{m\Gamma} e^{i(\alpha r - \frac{2\pi}{\lambda} r)}, \end{aligned} \quad (8.4)$$

$$\begin{aligned} E_{m\Gamma} &= \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} \left\{ 1 + |R_\Gamma| \sqrt{\frac{G_2}{G_1}} \frac{r}{r + \Delta r} e^{-i(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\Gamma)} \right\} = \\ &= \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} \left\{ 1 + |R_\Gamma| \sqrt{\frac{G_2}{G_1}} \frac{r}{r + \Delta r} \left[\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\Gamma\right) - i \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_\Gamma\right) \right] \right\} = \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} \{a - jb\}. \end{aligned} \quad (8.5)$$

Следовательно,

$$|E_{m\Gamma}| = \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} \sqrt{a^2 + b^2} = \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} M_{\Gamma}. \quad (8.6)$$

Параметр

$$M_{\Gamma} = \sqrt{1 + |R_{\Gamma}|^2 \left(\frac{r}{r + \Delta r} \right)^2 \frac{G_2}{G_1} + 2|R_{\Gamma}| \sqrt{\frac{G_2}{G_1}} \frac{r}{r + \Delta r} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_{\Gamma} \right)} \quad (8.7)$$

называется интерференционным множителем.

Вертикальная поляризация падающей волны

В точке приема B будет иметь место суперпозиция полей с результирующей напряженностью (рис. 8.1)

$$E_B = E_{np} \cos \gamma + E_{omp} \cos \theta, \quad (8.9)$$

где $\gamma = \arctg \frac{h_1 - h_2}{L}$, $\theta = \arctg \frac{h_1 + h_2}{L}$.

После выполнения преобразований, аналогичных предыдущему разделу, можно получить

$$E_B = \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} \left\{ \cos \gamma + |R_B| \cos \theta \sqrt{\frac{G_2}{G_1}} \frac{r}{r + \Delta r} e^{-i \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_B \right)} \right\} e^{i \left(\alpha r - \frac{2\pi}{\lambda} r \right)} = E_{mB} e^{i \left(\alpha r - \frac{2\pi}{\lambda} r \right)}.$$

$$|E_{mB}| = \frac{\sqrt{60PG_1}}{r} M_B, \quad (8.10)$$

здесь M_B – интерференционный множитель:

$$M_B = \sqrt{(\cos \gamma)^2 + |R_B|^2 (\cos \theta)^2 \left(\frac{r}{r + \Delta r} \right)^2 \frac{G_2}{G_1} + 2|R_B| \cos \gamma \cos \theta \sqrt{\frac{G_2}{G_1}} \frac{r}{r + \Delta r} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \beta_B \right)} \quad (8.11).$$

Согласно рис. 8.1, $r = \sqrt{L^2 + (h_1 - h_2)^2}$, $r + \Delta r = \sqrt{L^2 + (h_1 + h_2)^2}$.

Обычно можно полагать, что $h_1, h_2 \ll L$, тогда

$$\Delta r = \sqrt{L^2 + (h_1 + h_2)^2} - \sqrt{L^2 + (h_1 - h_2)^2} \approx L + \frac{(h_1 + h_2)^2}{2L} - L - \frac{(h_1 - h_2)^2}{2L} = 2 \frac{h_1 h_2}{L}. \quad (8.12)$$

Для пологих трасс, когда углы γ и θ малы, в выражениях (8.7), (8.11) допустимы следующие замены:

$$\frac{r}{r + \Delta r} \approx 1, r \approx L, G_1 \approx G_2 \approx G, \cos \gamma \approx 1, \cos \theta \approx 1, |R_{\Gamma}| \approx 1, |R_B| \approx 1, \beta_{\Gamma} \approx \pi, \beta_B \approx \pi.$$

Тогда получаем, что

$$E_{mB}, E_{m\Gamma} \approx \frac{\sqrt{60PG}}{L} \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r} = \frac{2\sqrt{60PG}}{L} \sin \frac{\pi}{\lambda} \Delta r = \frac{2\sqrt{60PG}}{L} \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{L\lambda}.$$

При $h_1, h_2 \ll L$ аргумент функции \sin является малой величиной, и можно полагать, что $\sin x \approx x$. Следовательно,

$$E_{mB}, E_{m\Gamma} \approx \frac{\sqrt{60PG}}{L^2} \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda}. \quad (8.13)$$

Выражение (8.13) называют **формулой Введенского**. Критерием её применимости считается выполнение условия $\frac{2\pi h_1 h_2}{L\lambda} \leq \frac{\pi}{9}$ (иногда $\frac{\pi}{6}$).

Анализ формулы Введенского показывает, что

- 1) при малых углах скольжения поле E убывает с расстоянием $\sim r^2$. Столь быстрое убывание поля над поверхностью по сравнению с распространением в свободном пространстве (8.1) является следствием примерного равенства амплитуд E_{np} и E_{omp} и сдвига фазы при отражении \sim на π ,
- 2) формула даёт правильные результаты, если h_1 и $h_2 > 0$, т. е. если антенны подняты над поверхностью;
- 3) E должна расти с увеличением h_1 и h_2 . На практике считается, что формула Введенского применима до высоты подъёма точки приёма h_{max} , соответствующей первому максимуму диаграммы направленности передающей антенны (рис. 8.2);
- 4) в городских условиях можно оценить средний уровень E по формуле Введенского, вводя в неё множитель, равный $0,2 \div 0,4$, и отсчитывая высоту антенн от среднего уровня крыш.

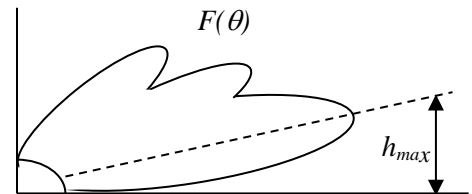


Рис. 8.2. К применимости формулы Введенского

Лекция 6

Поверхностное распространение радиоволн

Задачу распространения радиоволн в случае, когда и передающая, и приемная антенны расположены на земной поверхности, можно решить, составив системы уравнений Максвелла для воздуха и земли и найдя их общее решение при следующих граничных условиях на поверхности:

- 1) равенство горизонтальных составляющих напряжённости полей

$$E_{1\Gamma} = E_{2\Gamma}, \quad H_{1\Gamma} = H_{2\Gamma}; \quad (9.1)$$

- 2) равенство вертикальных составляющих индукций:

$$\begin{aligned} D_{1B} &= D_{2B} \text{ (если нет поверхностных зарядов) или } \varepsilon'_{k1} E_{1B} = \varepsilon'_{k2} E_{2B}, \\ B_{1B} &= B_{2B}, \text{ или } \mu'_{1} H_{1B} = \mu'_{2} H_{2B}. \end{aligned} \quad (9.2)$$

При размещении антенн непосредственно на земной поверхности предпочтительнее использовать антенны, излучающие вертикально поляризованную волну, что следует из следующего анализа. В случае идеально проводящей поверхности (к этому случаю близко, например, распространение ДВ над морской поверхностью) волна распространяется только в верхнем полупространстве, следовательно, плотность энергии радиоволны,

излученной находящимся на такой поверхности вертикальным диполем, вблизи поверхности будет в два раза, а напряжённость поля в $\sqrt{2}$ раз больше по сравнению с распространением в свободном пространстве (8.3):

$$E_m = \frac{\sqrt{120PG}}{r}, \quad (9.3)$$

при этом вектор Π направлен вдоль земной поверхности.

Если излучателем является горизонтальный диполь, то из (9.1) при $E_{2\Gamma} = 0$ следует, что напряжённость поля E вблизи идеально проводящей поверхности равна нулю. В случае полупроводящей поверхности напряжённость поля, создаваемая горизонтальным вибратором, уже не равна нулю, однако значительно меньше поля вертикального диполя.

При распространении радиоволны над полупроводящей средой часть её энергии проникает вглубь (отклоняется) (рис. 9.1), следовательно, появляется вертикальная составляющая вектора Пойнтинга. Таким образом, вектор \mathbf{E} волны, излученной вертикальным диполем, уже не перпендикулярен поверхности, т. е. появляется горизонтальная составляющая $E_{1\Gamma}$. Найдём соотношение между вертикальной и горизонтальной составляющими поля волны. Если электромагнитная волна проходит из воздуха в землю, согласно закону преломления,

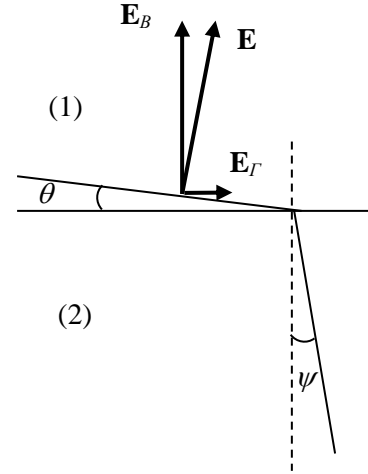


Рис. 9.1. Преломление распространяющейся волны

$$\frac{\sin \psi}{\sin \varphi} = \frac{n_{возд}}{n_3} \approx \frac{1}{n_3}. \quad (9.4)$$

Обычно для земной поверхности $|\varepsilon'_{k2}| = |\varepsilon'_k| = \sqrt{(\varepsilon')^2 + (60\sigma\lambda)^2} \gg 1$. Тогда и $n_3 = \sqrt{\frac{1}{2} \left[\varepsilon' + \sqrt{(\varepsilon')^2 + (60\sigma\lambda)^2} \right]} \gg 1$, следовательно, $\sin \psi = \frac{\sin \varphi}{n_3} = \frac{\cos \theta}{n_3} \ll 1$.

Отсюда следует, что даже при очень малых углах скольжения $\theta \rightarrow 0$, т. е. преломленная волна будет распространяться в земной толще почти перпендикулярно её поверхности. По сравнению с длиной волны λ в свободном пространстве в среде $\lambda_{cp} = \lambda / n_{cp} = \lambda / n_3 \ll \lambda$, т. е. волна, проникающая вглубь земли, значительно укорачивается.

Далее,

$$H_{2\Gamma} = H_2 = \frac{\sqrt{\varepsilon'_{k2}}}{120\pi} E_2 \approx \frac{\sqrt{\varepsilon'_k}}{120\pi} E_{2\Gamma}. \quad (9.5)$$

Из (9.5) и (9.1) следует, что вблизи поверхности

$$H_{1\Gamma} \approx \frac{\sqrt{\varepsilon'_k}}{120\pi} E_{1\Gamma}, \quad (9.6)$$

т. е. соотношение между E_Γ и H_Γ в воздухе определяется свойствами этой поверхности. Выражение (9.6) называют **приближённым граничным условием Леонтовича**.

Для плоской волны в атмосфере

$$H_{1\Gamma} = H_1 = \frac{1}{120\pi} E_1 \approx \frac{1}{120\pi} E_{1B}. \quad (9.7)$$

Подставляя (9.7) в (9.6), получаем

$$E_{1\Gamma} = \frac{E_{1B}}{\sqrt{\varepsilon'_k}}. \quad (9.8)$$

Тогда из (9.1) следует, что

$$E_{2\Gamma} = \frac{E_{1B}}{\sqrt{\varepsilon'_k}}. \quad (9.9)$$

Из граничных условий (9.2) для вертикальной составляющей поля при $\varepsilon'_{k1} = 1$ имеем $E_{1B} = \varepsilon'_{k2} E_{2B}$, следовательно,

$$E_{2B} = \frac{E_{1B}}{\varepsilon'_k}. \quad (9.10)$$

Соотношения (9.9) и (9.10) определяют составляющие поля E в земле через вертикальную компоненту поля в воздухе. Из них же следует, что

$$E_{2B} = \frac{E_{2\Gamma}}{\sqrt{\varepsilon'_k}}. \quad (9.11)$$

Выводы:

- 1) можно вести прием волны с исходной вертикальной поляризацией на горизонтальный провод, натянутый в направлении распространения, что конструктивно часто более удобно, чем ставить вертикальную антенну;
- 2) если $|\varepsilon'_k| \gg 1$, то $E_{2\Gamma} \gg E_{2B}$, следовательно, под земной поверхностью предпочтительнее вести приём на горизонтальную антенну.

Лекция 7

Напряжённость поля поверхностной радиоволны

Пусть в точке передачи на поверхности расположен вертикальный диполь. При распространении радиоволны вдоль неидеально проводящей поверхности часть энергии проникает в толщу Земли и там теряется. Уменьшение напряженности поля по сравнению с распространением над идеально проводящей поверхностью (9.3) учитывается введением множителя ослабления W , являющегося в общем случае комплексной функцией $W = W(r, \varepsilon, \mu, \sigma, \lambda)$, причём $|W| \leq 1$. Таким образом, амплитуда поля радиоволны над полупроводящей поверхностью определяется выражением

$$E_m = \frac{\sqrt{120PG}}{r} |W|, \quad (10.1)$$

получившим название «формула Шулейкина - Ван-дер-Поля».

Значения W , получаемые путём решения уравнений электродинамики, обычно представляют в виде графиков зависимости $|W(\rho)|$ (рис. 10.1), где параметр

$$\rho = \frac{\pi r}{\lambda |\varepsilon'_k|} \quad (10.2)$$

называется численным расстоянием.

Для аналитического представления зависимости используют аппроксимирующую формулу

$$|W| \approx \frac{2 + 0,3\rho}{2 + \rho + 0,6\rho^2}. \quad (10.3)$$

Согласно (10.3), при небольших ρ $|W| \approx 1$, при $\rho \gg 1$ $|W(\rho)| \approx \frac{1}{2\rho}$. Тогда из (10.1) следует, что при малых длинах трасс $E \sim \frac{1}{r}$; а при больших значениях r $|W| \sim \frac{1}{r}$, следовательно, $E \sim \frac{1}{r^2}$. Согласно (10.2), увеличение λ , σ , ε' уменьшает ρ , что ведёт к росту $|W|$, а значит, и поля в точке приёма.

Заметим, что приведенные выше зависимости $|W|$ справедливы лишь до некоторого r_{max} , зависящего, в основном, от длины волны λ .

Распространение радиоволн вдоль неоднородной трассы

Электрические параметры почвы вдоль трассы распространения радиоволн не постоянны. Учёт этого обстоятельства в общем случае весьма сложен. Наибольший интерес представляет случай резкого изменения свойств поверхности при переходе трассы с моря на сушу, и наоборот. На рис. 10.3 приведена зависимость от расстояния функции ослабления для случая последовательного распространения радиоволн над участками поверхности: "море-суша-море" (I) и "суша-море-суша" (II). В первом случае напряжённость поля в точке приёма получается близкой к случаю распространения над однородной сушей, во втором – к случаю однородной морской трассы. В обоих случаях основное влияние на величину поля в точке приема оказывают концевые участки трассы. Наглядно это

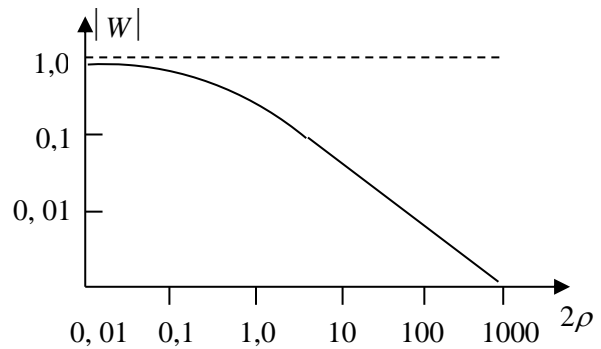


Рис. 10.1. Зависимость множителя ослабления от численного расстояния

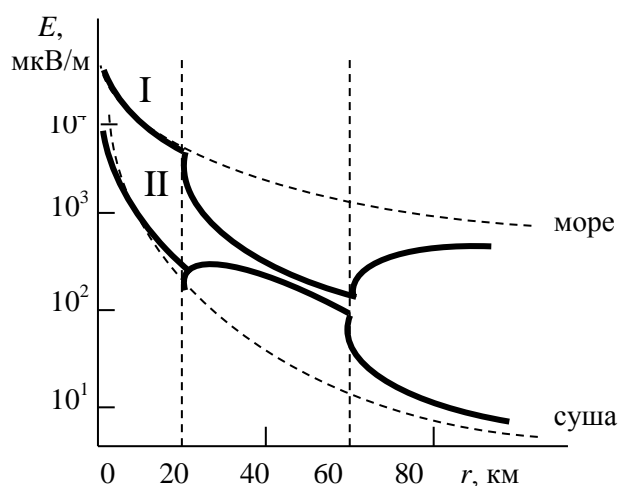


Рис. 10.3. Изменение напряжённости поля волны вдоль неоднородной трассы

влияние представлено приведённой на рис. 10.4 зависимостью множителя ослабления $|W|$

от коэффициента заполнения трассы сушей $q = \frac{r_{\text{суши}}}{r_{\text{суши}} + r_{\text{моря}}}$.

Видим, что если концевые участки трассы находятся на суше, то даже при малом q множитель поглощения почти так же мал, как и для случая полностью сухопутной трассы. Если же концевые участки трассы находятся на море, влияние суши становится существенным только при $q \geq 0,9$. В целом, когда приемная и передающая антенны расположены на суше, поле в точке приёма может быть почти на 2 порядка меньше по сравнению со случаем расположения антенн вблизи поверхности хорошо проводящего моря.

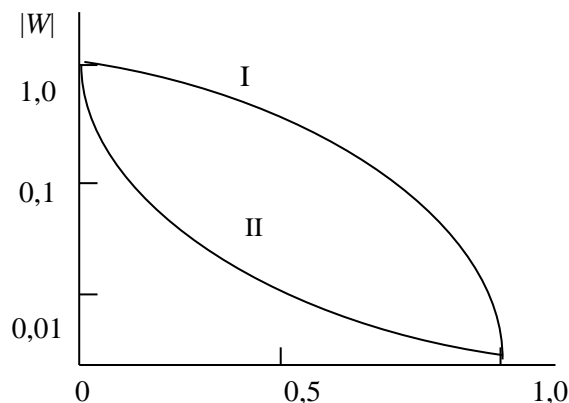


Рис. 10.4. Зависимость множителя ослабления от коэффициента заполнения сушей

Лекция 8

Влияние сферичности отражающей поверхности

Практически все радиотрассы, использующие земные радиоволны, можно свести к двум основным группам:

- 1) передающая и (или) приемная антенны расположены над поверхностью на высоте порядка нескольких λ , что выполняется обычно для $\lambda < 20-30$ м;
- 2) обе антенны расположены в непосредственной близости от поверхности, как это имеет место для ДВ, СДВ и, отчасти, СВ.

Пусть приемная и передающая антенны расположены в точках A и B и подняты на высоты соответственно h_1 и h_2 над гладкой сферической Землёй с радиусом $R_3 \approx 6378$ км (рис. 11.1). Если соотношение между h_1 , h_2 , R_3 таково, что первая зона Френеля не достигает земной поверхности, то возможно прямолинейное распространение радиоволн между точками A и B . Если зона перекрывается земной поверхностью, то сферичность Земли является препятствием, за которое радиоволна может распространяться только путем дифракции. Поле в этом случае оказывается сильно ослабленным.

Ориентировочной оценкой возможности прямолинейного распространения радиоволн является **расстояние прямой видимости** – расстояние между антеннами, при котором соединяющая их прямая линия касается земной поверхности. Найдём это расстояние. Из Δ_{ACO} имеем $\cos \alpha_1 = \frac{R_3}{R_3 + h_1}$, так что

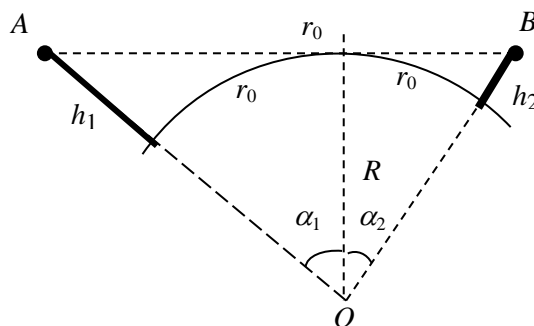


Рис. 11.1. К определению расстояния прямой видимости

$$\sin \alpha_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{R_3}{R_3 + h_1} \right)^2} = \frac{\sqrt{2R_3 h_1 + h_1^2}}{R_3 + h_1}. \text{ Так как } h_1 \ll R_3, \text{ то } 2R_3 h_1 \gg h_1^2, \text{ следовательно,}$$

$$\sin \alpha_1 \approx \frac{\sqrt{2R_3 h_1}}{R_3} \approx \alpha_1, \text{ и дуга } r_{01} = R_3 \alpha_1 [\text{град}] = \sqrt{2R_3 h_1} = 3,57 \sqrt{h_1 [\text{М}]}, \text{ км.}$$

Аналогичное соотношение можно получить и для дуги r_{02} . Следовательно, расстояние прямой видимости r_0 между двумя антеннами с высотами подъёма h_1 и h_2 над поверхностью сферической Земли

$$r_0 = r_{01} + r_{02} = 3,57 \left(\sqrt{h_1 [\text{М}]} + \sqrt{h_2 [\text{М}]} \right), \text{ км.}$$

В зависимости от соотношения между протяженностью радиотрассы r и расстоянием прямой видимости r_0 используются следующие модели:

1) $r < 0,2r_0$, тогда земную поверхность можно в расчетах считать плоской. Моделью плоской Земли пользуются в метровом радиодиапазоне при $r < 10 \div 20$ км, на декаметровых волнах для трасс протяженностью до нескольких десятков км, на СВ и ДВ – до нескольких сотен км.

2) $0,2r_0 < r < 0,8r_0$, в этом случае земная поверхность еще не перекрывает первую зону Френеля, однако её выпуклость следует учитывать. Зону $r < 0,8r_0$ называют зоной освещенности, поле в точке приёма здесь рассчитывается с помощью интерференционных формул.

3) $r > 0,8r_0$, тогда расчеты следует вести с помощью дифракционных формул. Область $0,8r_0 < r < 1,2r_0$ называется зоной полутени, область $r > 1,2r_0$ – зоной тени.

Распространение радиоволн в тропосфере

При расчетах распространения радиоволн обычно используется модель "нормальной тропосферы" – гипотетической тропосферы, свойства которой отражают среднее состояние реальной тропосферы. "Нормальная тропосфера" имеет следующие параметры:

$$- p_c(h=0) = p_{c0} = 1013 \text{ мбар} \quad (1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}, 1 \text{ мм рт.ст.} = 1,333 \text{ бар}),$$

$$- T(h=0) = T_0 = 288^0 \text{ К}, T(h) = 288 - 0,0065h [\text{М}],$$

$$- e(h=0) = 10 \text{ мбар}, e(h) = 10 - 0,0035h [\text{М}],$$

– относительная влажность $S = \frac{e}{e_s} \cdot 100\% = 60\%$ (e_s – давление насыщающих водяных паров) и не меняется с высотой.

Коэффициент преломления n в тропосфере обычно определяется с помощью полуэмпирической формулы

$$n = 1 + \left[\frac{77,6}{T} \left(p_c + e + \frac{4810e}{T} \right) \right]^{-6} = 1 + N^{-6}, \quad (12.1)$$

величину $N = (n - 1) \cdot 10^6$ в которой называют индексом преломления.

Локальные изменения давления, а также температурные инверсии приводят к колебаниям коэффициента преломления вблизи земной поверхности $n = 1,00026 \div 1,00046$. Выше 10 км полагают $n = \text{Const} = 1,00011$.

Лекция 9

Атмосферная рефракция

Пусть радиоволна распространяется в плоскослоистой атмосфере (рис. 12.1). Согласно закону преломления

$$\begin{aligned} n_1 \sin \varphi_1 &= n_2 \sin \varphi_2, \\ n_2 \sin \varphi_2 &= n_3 \sin \varphi_3, \\ &\dots \end{aligned}$$

Таким образом, в слоистой атмосфере выполняется условие

$$n \sin \varphi = \text{const.} \quad (12.2)$$

Найдём радиус кривизны радиолуча в атмосфере. Пусть плоская волна, распространяясь в слое с коэффициентом преломления n под углом φ , падает на слой толщиной dh с коэффициентом преломления $n + dn$ (рис. 12.2). Проходя такой слой, она преломится и выйдет из него под углом $\varphi + d\varphi$. На участке AB траекторию волны можно представить отрезком кривой с радиусом ρ . Угол между касательными к кривой в точках A и B , а следовательно, и $\angle AOB$, равен $d\varphi$. Радиус кривизны траектории $\rho = \frac{AB}{d\varphi}$.

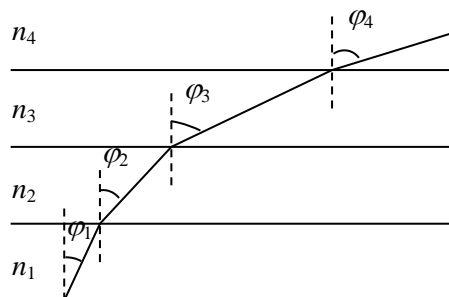


Рис. 12.1. Распространение радиолуча в плоскослоистой атмосфере

Но $AB = \frac{dh}{\cos(\varphi + d\varphi)} \approx \frac{dh}{\cos \varphi}$, тогда

$$ab = \frac{dh}{\cos(\varphi + d\varphi)} \approx \frac{dh}{\cos \varphi}. \quad (12.3)$$

Продифференцируем (12.2):
 $d(n \cdot \sin \varphi) = dn \cdot \sin \varphi + n \cdot \cos \varphi d\varphi = 0$,
 откуда

$$\cos \varphi = -\frac{\sin \varphi dn}{n}. \quad (12.4)$$

Подставим (12.4) в (12.3):

$$\rho = \frac{n}{-\sin \varphi \frac{dn}{dh}}. \quad (12.5)$$

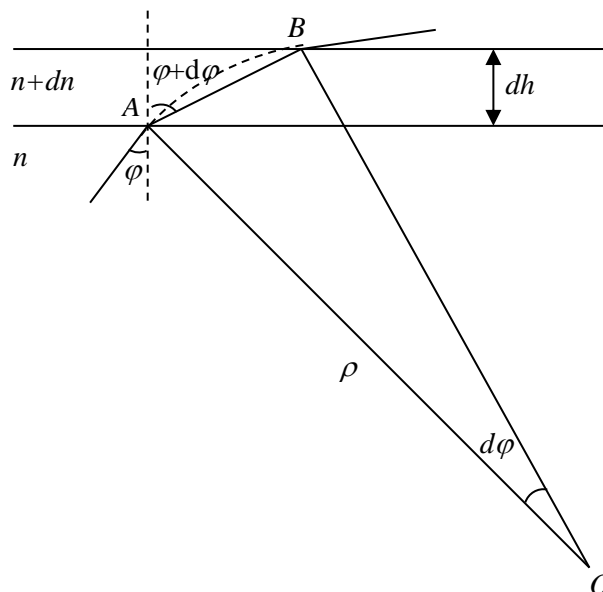


Рис. 12.2. К определению кривизны траектории радиоволны ρ

Поскольку радиотрассы обычно можно считать пологими, т. е. $\sin \varphi \approx 1$, и, кроме того, в тропосфере $n \approx 1$, из (12.5) получаем

$$\rho = \frac{1}{-\frac{dn}{dh}} = \frac{10^6}{-\frac{dN}{dh}}. \quad (12.6)$$

Если коэффициент преломления меняется с высотой по линейному закону, то радиус кривизны траектории с высотой не меняется, т. е. имеем распространение по дуге окружности. Для модели нормальной тропосферы $\frac{dn}{dh} = -4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$, следовательно, $\rho \approx 25000 \text{ км} \approx 4R_3$. Распространение радиоволн по дуге круга такого радиуса называется нормальной тропосферной рефракцией.

«Эквивалентный» радиус Земли

Для учета тропосферной рефракции радиоволн в полученных ранее выражениях можно свести реальную криволинейную траекторию радиоволны к прямолинейной, при этом радиус Земли R_3 заменяется эквивалентным радиусом $R_{экр}$. Рассмотрим две схемы (рис. 12.3). Они эквивалентны, если относительная кривизна между лучом и поверхностью в обоих случаях одинакова, т. е. выполняется равенство

$$\frac{1}{R_3} - \frac{1}{\rho} = \frac{1}{R_{экр}} - \frac{1}{\infty},$$

откуда, используя 12.6, получаем

$$R_{экр} = \frac{R_3}{1 - \frac{R_3}{\rho}} = \frac{1}{1 + R_3 \frac{dn}{dh}} R_3 = kR_3. \quad (12.7)$$

Для нормальной тропосферы $k \approx 4/3$, следовательно, $R_{экр} \approx 8500 \text{ км}$.

Таким образом, тропосферную рефракцию можно учесть, заменяя в формулах для прямолинейного распространения R_3 на $R_{экр}$. Например, расстояние прямой видимости между антеннами изменится следующим образом

$$r_0 = \sqrt{2kR_3} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) = 4,12 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}), \text{ км.}$$

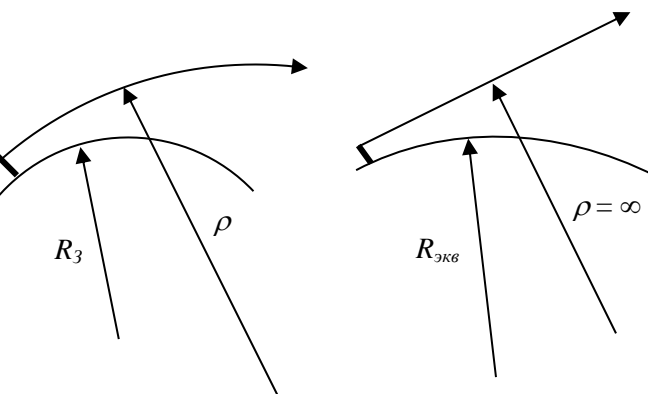


Рис. 12.3. К определению эквивалентного радиуса Земли

Лекция 10

Виды атмосферной рефракции

Из (12.1) и параметров нормальной тропосферы следует, что вблизи земной поверхности

$$\frac{dN}{dh} = -32,33 - 1,27 \frac{dT}{dh} + 4,50 \frac{de}{dh}. \quad (12.8)$$

1. Отрицательная рефракция (рис. 12.4а). Соответствует случаю $\frac{dn}{dh} > 0$. Согласно (12.5), при этом $\rho < 0$, т. е. траектория волны направлена выпуклостью вниз. Из (12.8) следует, что такой вид рефракции возможен при $\frac{dT}{dh} \ll -6,5 \frac{1}{\text{км}}$, $\frac{de}{dh} \gg -3,5 \frac{\text{мб}}{\text{км}}$. Наблю-

дается в континентальных районах с умеренным климатом, осенью и весной во время утренних туманов. Наземная связь ухудшается по сравнению с нормальной.

2. Положительная рефракция: $\frac{dn}{dh} < 0$, следовательно,

$\rho > 0$, т. е. траектория радиолуча обращена выпуклостью вверх. Различают следующие частные случаи:

а) нормальная рефракция (рис. 12.4б):

$\frac{dT}{dh} = -6,5 \frac{1}{\text{км}}$, $\frac{de}{dh} = -3,5 \frac{\text{мб}}{\text{км}}$, следовательно, $\frac{dn}{dh} = -4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$, $R_{\text{экр}} = 8500 \text{ км}$, $\rho = 25000 \text{ км}$, $k = 4/3$. Наиболее распространённый вид положительной рефракции. Чаще наблюдается в дневные часы;

б) повышенная рефракция (рис. 12.4в):

$\frac{dT}{dh} > -6,5 \frac{1}{\text{км}}$, $\frac{de}{dh} < -3,5 \frac{\text{мб}}{\text{км}}$, $8500 \text{ км} < R_{\text{экр}} < \infty$,

$-15,7 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1} < \frac{dn}{dh} < -4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$. Наблюдается

в континентальных районах средних широт в вечерние, ночные и утренние часы летом вследствие температурных инверсий и резкого уменьшения влажности с высотой;

в) критическая рефракция (рис. 12.4г). Радиолуч движется параллельно поверхности Земли на постоянной высоте. $R_{\text{экр}} = \infty$, $\rho = R_3$, т. е. должно быть

$$\frac{dn}{dh} = -\frac{1}{R_3} = -15,7 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}.$$

Условия возникновения – как и для пункта б);

г) пониженная рефракция (рис. 12.4д): $\frac{dT}{dh} < -6,5 \frac{1}{\text{км}}$, $\frac{de}{dh} > -3,5 \frac{\text{мб}}{\text{км}}$, $R_3 < R_{\text{экр}} < 8500$

км, $-4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1} < \frac{dn}{dh} < 0$. Температура с высотой убывает быстрее, а влажность – медленнее, чем при нормальной рефракции. Обычно наблюдается в пасмурную, дождливую погоду. Дальность радиосвязи меньше, чем при нормальной рефракции.

3. Сверхрефракция (волноводная рефракция) (рис. 12.4е): $\frac{dT}{dh} \gg -6,5 \frac{1}{\text{км}}$, $\frac{de}{dh} \ll -3,5 \frac{\text{мб}}{\text{км}}$,

$\frac{dn}{dh} < -1/R_{\text{экр}}$, $\rho < R_3$, $R_{\text{экр}} < 0$. В этом случае волна, отразившись от области высокого градиента, достигает поверхности Земли, отражается от нее, снова преломляется в тропосфере и т. д., так появляется тропосферный волновод. Условия появления: резкое понижение n с высотой обычно вследствие температурной инверсии как вблизи поверхности, так и на высотах 2 – 3 км. Поскольку температурные инверсии наблюдаются нерегулярно, можно прогнозировать только вероятность появления волновода в определённом районе в определённое время. Появление сверхрефракции над значительным участком земной поверхности способствует дальнейшему распространению дм и см волн. Вертикальный размер атмосферного волновода \gg длины волны, которая может быть им захвачена.

Необходимая для сверхрефракции температурная инверсия может одновременно иметь место как в приземном слое, так и в слоях на некоторой высоте, и тогда возникают условия возникновения приподнятого волновода, в котором захваченная волна распространяется, отражаясь от верхнего и нижнего инверсионных слоев. Возможно одновременное существование и приземного, и приподнятого волноводов. Исследования показывают, что приподнятые инверсионные слои появляются на высотах от 5 до 3000 м.

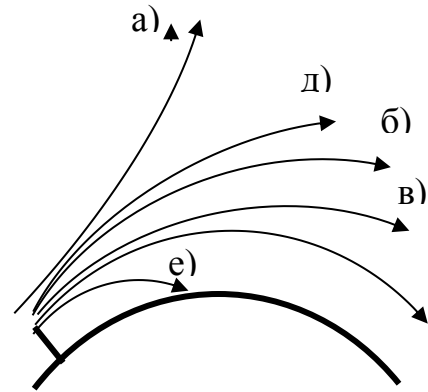


Рис. 12.4. Виды атмосферной рефракции

Толщина таких слоев от нескольких м до 100 м. Перепад Δn составляет $\approx 5 \cdot 10^{-5}$. В таких условиях коэффициент отражения имеет достаточную величину только для самых больших волн (обычно угол возвышения луча не должен превышать $0,5^\circ$) и при малой толщине слоя в масштабах λ . Путем отражения от таких слоев возможно распространение радиоволн на расстояния до 200 – 400 км.

Флуктуации радиосигнала и многолучевость распространения

Флуктуации – случайные, хаотического порядка, отклонения рассматриваемой величины от ее среднего значения. В радиоканале обычно флуктуируют амплитуда и фаза принимаемого сигнала. Причины флуктуаций радиосигнала:

- 1) определённые изменения во времени свойств среды распространения;
- 2) многолучевость в процессе распространения.

Многолучевость бывает дискретной и диффузной. Пример **дискретной** многолучевости. Пусть в тропосфере на высоте h сформировался инверсионный слой – область резкого изменения n с высотой, от которого может отразиться радиолуч (рис. 12.5). Тогда в точку приема B , помимо прямого луча 1, попадает и луч 2, отразившийся от инверсионного слоя. Если луч 1 создает в точке B поле $E_1 = E_{m1} e^{i\alpha x}$, а луч 2 – поле $E_2 = E_{m2} e^{i(\alpha x - k\Delta r)}$, где Δr – разность хода лучей, то амплитуда напряжённости поля в точке приёма

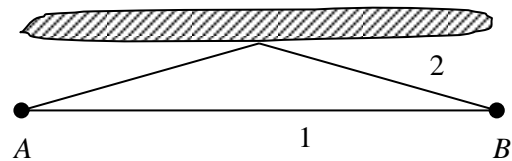


Рис. 12.5. Пример дискретной многолучевости в атмосфере

$$E_m = \sqrt{E_{m1}^2 + E_{m2}^2 + 2E_{m1}E_{m2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right)}.$$

Поскольку область инверсии реально непрерывно меняет свою форму и высоту (за счет вертикальных и горизонтальных потоков воздуха), Δr также будет непрерывно меняться. Если разность хода такова, что $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right) \rightarrow -1$, то величина $E_m \rightarrow E_{m1} - E_{m2}$ и может быть близка к нулю, если E_{m1}, E_{m2} одного порядка величины. При $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right) \rightarrow 1$ результирующее поле $E_m \rightarrow E_{m1} + E_{m2}$, т. е. растёт.

Пример **диффузной** многолучевости. Пусть случайные неоднородности коэффициента преломления n перемещаются ветром поперек трассы (рис. 12.6). В результате, на пути AB радиоволны оказываются все новые и новые неоднородности n различной конфигурации. Поскольку в тропосфере величина случайных флуктуаций $\Delta n \approx (1 \div 2)10^{-6}$, на амплитуду принимаемого сигнала они существенно не влияют, однако может заметно изменяться фаза сигнала

$$\varphi_B = \frac{\omega}{c} \int_0^r n(x) dx, \quad (12.9)$$

где r – путь, проходимый волной в неоднородной среде. Здесь мы имеем дело с диффузной многолучевостью, когда поле в точке приема создается множеством вторичных источников на поверхности фронта волны, фазы каждого из которых изменяются согласно (12.9). А так как пересекаемый поток непрерывно меняется по составу неоднородностей, конечный интерференционный сигнал будет непрерывно флуктуировать.

Методы борьбы с замираниями сигнала, обусловленными многолучевостью:

1) пространственный разнос, т. е. одновременный прием на две антенны, разнесённые перпендикулярно трассе на расстояние $L = (70 \div 100)\lambda$,

2) частотный разнос, т. е. одновременный приём на двух частотах, разнесённых на Δf . Теория и практика показывают, что Δf должна отвечать соотношению $\frac{\Delta f}{f} \approx (2 \div 5) \cdot 10^{-3}$.

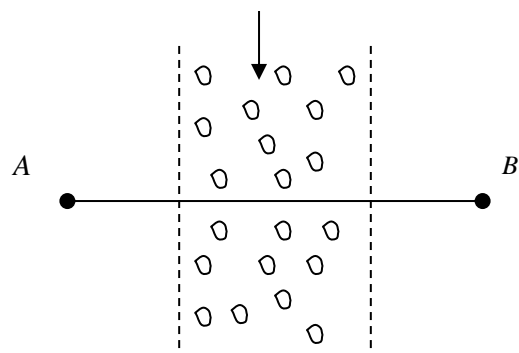


Рис. 12.6. Пример возникновения диффузной многолучёвости

Лекция 11

Рассеяние УКВ на турбулентных неоднородностях

В турбулентной атмосфере существует целый спектр масштабов l турбулентных неоднородностей скорости ветра от $l_0 \approx$ нескольким мм до максимального масштаба турбулентности L (в тропосфере $L \approx 50 \div 100$ м).

Благодаря турбулентному движению различные элементы объема воздуха могут переноситься из одной области пространства в другую почти без изменения своих параметров. В результате, в каждой точке турбулизованной среды имеются флуктуации давления, плотности, температуры, что приводит к пульсациям коэффициента преломления n . В тропосфере турбулентные флуктуации $\Delta n \approx (1 \div 2)10^{-6}$.

Турбулентные флуктуации n вызывают рассеяние радиоволн, характер которого зависит от соотношения между размером неоднородностей l и длиной волны λ . Если $l \gg \lambda$, неоднородности действуют как оптическая линза: максимум переизлучения в направлении первоначального распространения, и чем больше отношение l / λ , тем уже диаграмма направленности. Однако рассеяние будет наблюдаться и по другим направлениям.

Рассмотрим наземную радиотрассу и выясним условия, наиболее благоприятные для приема рассеянного сигнала. Пусть $AC = l$ – расстояние между рассеивающими неоднородностями по вертикали (рис. 12.7). В точке приема волны от вторичных источников A и C интерферируют, максимум сигнала получится при совпадении этих волн по фазе, для чего разность хода лучей

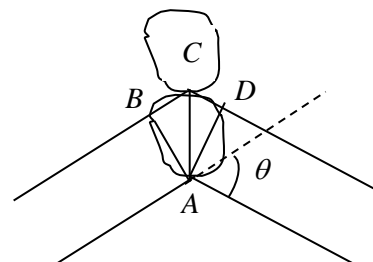


Рис. 12.7. К определению масштаба рассеивающих неоднородностей

$$\Delta r = BC + CD = 2CD = 2l \sin \frac{\theta}{2},$$

должна быть равна (кратна) λ , откуда получаем связь между углом рассеяния θ и размером рассеивающих неоднородностей l :

$$l = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}}. \quad (12.11)$$

Таким образом, рассеянный сигнал в точке приема формируется определенными масштабами турбулентных неоднородностей, т. е. рассеяние носит селективный характер. Для трасс, использующих тропосферное рассеяние, характерны следующие параметры:

– высота пересечения главных максимумов диаграмм направленности $3 \div 5$ км, что обеспечивает связь на расстояниях до 900 км;

- мощность передатчика $P_0 = 10 \div 100$ кВт, ширина диаграмм направленности не более 1° (обеспечивается параболическими антеннами диаметром до 40 м), что обусловлено большими потерями энергии при рассеянии;
- рабочая полоса частот $300 \div 5000$ МГц определяется как спектром наблюдающихся масштабов неоднородностей, так и тем, что на больших частотах сильно растут потери энергии, а на более низких требуются большие антенны.

Поглощение радиоволн в тропосфере

Основной причиной поглощения в тропосфере является селективное или резонансное поглощение молекулами газов (N_2 , O_2 , H_2O) и поглощение в каплях воды. Резонансное поглощение обусловлено усилением взаимодействия радиоволн с молекулой при совпадении их частот с частотой внутриатомного движения электронов внешних орбит. Резонансные линии всех газов тропосферы, за исключением кислорода и водяного пара, расположены вне радиодиапазона. При распространении в поглощающей среде амплитуда напряжённости поля радиоволны уменьшается по закону $E_m(r) = E_{0m}e^{-\alpha r}$ (E_{0m} – начальная амплитуда, α – коэффициент затухания).

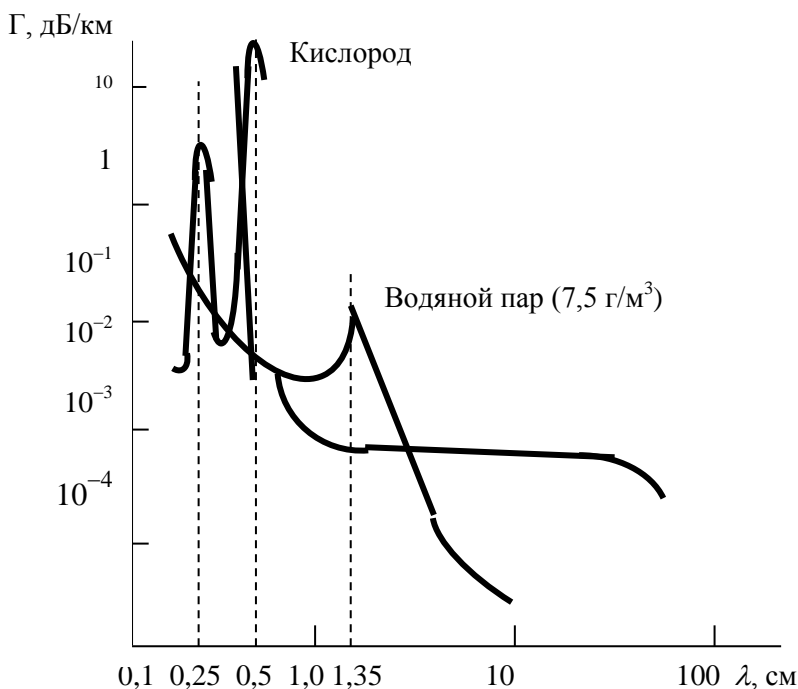


Рис. 12.10. Зависимость коэффициента ослабления от длины волны

На рис. 12.10 приведена зависимость коэффициента ослабления Γ , определяемого здесь как

$$\Gamma = \frac{1}{r} 20 \lg \frac{E_m}{E_{0m}} = 8,6 \alpha r \cdot 10^3 \text{ [дБ / км]},$$

от длины волны для O_2 и паров H_2O . У кислорода в радиодиапазоне имеются две резонансные линии: при $\lambda = 0,5$ см $\Gamma = 14$ дБ / км и при $\lambda = 0,25$ см $\Gamma = 3,5$ дБ / км. У водяного пара резонансное поглощение имеет место при $\lambda = 1,35$ см. Зависимость поглощения от удельной влажности линейна: чем выше влажность, тем выше поглощение.

Поглощение радиоволн с $\lambda < 1$ см тропосферными газами настолько велико, что они могут быть использованы для радиосвязи лишь на весьма короткие расстояния.

Капельковые образования (гидрометеоры – дождь, туман, снег) могут вызвать заметное поглощение радиоволн с $\lambda < 3$ см, потому что, во-первых, радиоволны наводят в каплях токи смещения, и часть их энергии переходит в джоулево тепло. Во-вторых, токи являются источником вторичного излучения, что приводит к рассеянию энергии радиоволн. Затухание растет с уменьшением λ , ростом размеров капель и интенсивности осад-

ков. Рассеяние см радиоволн гидрометеорами ведет к появлению отраженных сигналов, мешающих нормальной работе РЛС.

Лекция 12

Распространение радиоволн в ионосфере

Реальная ионосфера характеризуется несколькими высотными максимумами ионизации, каждому из которых соответствует свой слой.

Образование слоя D ($h = 60 - 90$ км) связывают с амбиполярной диффузией ионов из слоя E до высот, на которых постоянная времени рекомбинации еще достаточно велика. Ночью диффузия уменьшается, и слой D пропадает.

Слой E с высотой максимума ионизации ≈ 120 км обязан своим существованием диссипации молекул O_2 рентгеновским излучением и УФЛ Солнца. Суточный и сезонный ход $N_E \sim \cos z$, где z – зенитный угол Солнца.

Слой $F1$ связан с ионизацией молекул N_2 , имеющей максимум на высотах $h = 180 \div 240$ км. Существует только летом и днем, $N_F \sim \cos z$.

Слой $F2$ имеет максимум на высотах $250 \div 350$ км, что соответствует максимуму ионизации атомарного кислорода O .

Степень ионизации ионосферных слоев испытывает четко выраженные регулярные суточные, сезонные и 11-летние вариации. Кроме регулярных процессов существует множество других (например, турбулентность), приводящих к случайным колебаниям степени ионизации, возникновению локальных неоднородностей электронной концентрации.

Преломление радиоволн в ионосфере

Так как масса электрона в 1836 раз меньше массы протона, основное влияние на распространение радиоволн в ионосфере оказывают электроны. На электрон в поле радиоволны действует переменное электрическое поле напряженностью

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{i\omega\left(t - \frac{r}{v}\right)}. \quad (13.2)$$

Если в единице объема содержится N электронов, то под воздействием силы возникает направленное перемещение электронов – конвекционный ток плотностью

$$\mathbf{j}_{эл} = e\mathbf{v}N, \quad (13.3)$$

где \mathbf{v} – скорость движения электронов, $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ К – заряд электрона.

Рассмотрим уравнение движения электрона

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} = m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} + m_e \mathbf{v}\nu \quad (13.4)$$

Считая поле волны гармоническим, будем искать решение (13.4) в виде

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 e^{i\omega t}. \quad (13.5)$$

Подставляя (13.5) в (13.4), получаем $\mathbf{v} = \frac{e}{m_e} \frac{1}{i\omega + \nu} \mathbf{E}$, следовательно,

$$\mathbf{j}_{эл} = \frac{e^2}{m_e} \frac{N}{i\omega + \nu} \mathbf{E}.$$

Поскольку ток смещения имеет плотность $\mathbf{j}_{см} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i\omega \varepsilon_0 \mathbf{E}$, плотность результирующего тока

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{эл} + \mathbf{j}_{см} = i\omega \varepsilon_0 \mathbf{E} + \frac{e^2}{m_e} \frac{N}{i\omega + \nu} \mathbf{E} = i\omega \varepsilon \mathbf{E} + \sigma \mathbf{E}. \quad (13.6)$$

Приравняв в (13.6) действительную и мнимую части, нетрудно получить

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{e^2 N}{m_e} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}, \quad \sigma = \frac{e^2 N}{m_e} \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2}. \quad (13.7)$$

Частота столкновений электрона $\nu = \nu_{en} + \nu_{ei}$ (ν_{en} , ν_{ei} – частоты столкновений с нейтральными частицами и с ионами соответственно). Для ионосферы характерны параметры, приведенные в табл. 13.1. Отметим, что концентрации нейтральных и заряженных частиц сравниваются на высотах 800 – 1000 км. Ниже 500 км $n \gg N$, и можно полагать $\nu \approx \nu_{en}$. В ионосферу проникают радиоволны короче СВ, т. е. с частотами $f > 3$ МГц = $3 \cdot 10^6$ Гц. Из табл. 13.1 следует, что для таких радиоволн $\omega^2 = (2\pi f)^2 \gg \nu^2$, поэтому (13.7) можно упростить:

Таблица 13.1. Параметры ионосферных слоёв в области максимумов

слой	$N_m, \text{м}^{-3}$	$n, \text{м}^{-3}$	$\nu, \text{с}^{-1}$
<i>D</i>	10^8	10^{21}	10^6
<i>E</i>	$2 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^4$
<i>F1</i>	$5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{16}$	10^3
<i>F2</i>	$2 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^1$

$$\varepsilon \approx \varepsilon_0 - \frac{e^2 N}{m_e} \frac{1}{\omega^2}, \quad \sigma \approx \frac{e^2 N}{m_e} \frac{\nu}{\omega^2}. \quad (13.8)$$

Тогда ε' можно представить в виде

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{e^2 N}{m_e \varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 - \frac{f_0^2}{f^2}. \quad (13.9)$$

Введённые в (13.9) параметры $\omega_0 = \sqrt{\frac{e^2 N}{m_e \varepsilon_0}} = 2\pi f_0$ и $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \sqrt{\frac{e^2 N}{4\pi^2 m_e \varepsilon_0}}$ называются плазменными частотами. Подставив значения e , m_e , ε_0 , получаем $f_0 = \sqrt{80,8 \cdot N [\text{м}^{-3}]}$, Гц. Таким образом, можно записать

$$\varepsilon' = 1 - \frac{80,8 N}{f^2}. \quad (13.10)$$

Поскольку

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{80,8 N}{f^2}}, \quad (13.11)$$

то и скорость распространения волны $v = \frac{c}{n}$ является функцией частоты, следовательно, ионосфера является диспергирующей средой. В такой среде по мере распространения возникают фазовые искажения немонахроматического сигнала. Для монохроматической волны набег фазы после прохождения пути r

$$\psi = \omega \left(t - \frac{r}{v_\phi} \right) = \omega t - \frac{2\pi f r}{v_\phi} = \omega t - \frac{2\pi r}{\lambda(f)} = \omega t - kr,$$

где $v_\phi = \frac{c}{n(f)}$ – фазовая скорость. Таким образом, каждая монохроматическая составляющая радиосигнала распространяется со своей v_ϕ . Так как в ионосфере $n(f) < 1$, то $v_\phi > c$.

Скорость распространения сигнала в диспергирующей среде характеризуется групповой скоростью v_{gp} , равной скорости распространения импульса конечной длительности, содержащего несколько различных периодов колебаний,

$$v_{gp} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\omega}{d\left(\frac{\omega}{v_\phi}\right)} = \frac{cd\omega}{d\left[\omega\sqrt{1-\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}\right]} = \frac{cd\omega}{\frac{d\omega}{\sqrt{1-\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}} = c\sqrt{1-\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2} = cn < c. \quad (13.12)$$

По сути, v_{gp} характеризует скорость перемещения огибающей ВЧ колебаний.

Так как нормаль к поверхности равных фаз совпадает с направлением распространения волны, то v_ϕ определяет траекторию движения радиоволн, а v_{gp} – время распространения импульса по этой траектории.

Лекция 13

Влияние магнитного поля на распространение радиоволн в ионосфере

Уравнение движения электронов ионосферной плазмы с учётом магнитного поля имеет вид

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} + m_e \mathbf{v}v = e\mathbf{E} + e\mu_0[\mathbf{v}, \mathbf{H}_0], \quad (13.13)$$

где последнее слагаемое определяет силу Лоренца, под действием которой электрон закручивается вокруг силовой линии магнитного поля с гиромангнитной частотой $\omega_H = \frac{e\mu_0}{m_e} H_0$.

Если поле волны меняется по гармоническому закону, первые два уравнения Максвелла можно представить в виде

$$\text{rot}\mathbf{E} = -i\mu_0\omega\mathbf{H}, \quad \text{rot}\mathbf{H} = i\omega\varepsilon_0\mathbf{E} + e\mathbf{v}N. \quad (13.14)$$

Применяя к первому уравнению (13.14) операцию rot и используя второе уравнение, получаем

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = \mu_0\varepsilon_0\omega^2\mathbf{E} - i\omega\mu_0e\mathbf{v}N. \quad (13.15)$$

Решая (13.15) совместно с (13.13) относительно показателя преломления n при следующих допущениях: $\nu = 0$, волна распространяется вдоль оси Ox , т.е.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{i(\alpha t - k_u x)} = \mathbf{E}_m e^{i(\alpha t - knx)}, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_m e^{i(\alpha t - knx)} \left(k_u = \frac{\omega}{v_\phi} = \frac{\omega n}{c} = kn \right),$$

можно получить

$$n_{1,2} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \frac{1}{1 - q \frac{\omega_L}{\omega} \pm \frac{\omega_L}{\omega} \sqrt{1 + q^2}}}, \quad (13.16)$$

где

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{e^2 N}{m_e \varepsilon_0}} \text{ — плазменная частота,}$$

$$\omega_L = \frac{e \mu_0}{m_e} H_{0L} \text{ — продольная гирочастота,}$$

$$\omega_T = \frac{e \mu_0}{m_e} H_{0T} \text{ — поперечная гирочастота,}$$

(H_{0L}, H_{0T} — проекции \mathbf{H}_0 соответственно на направление распространения радиоволн и перпендикулярное к нему)

$$q = \frac{\omega_T^2 \omega}{2\omega_L(\omega^2 - \omega_0^2)}.$$

Таким образом, ионосфера под влиянием магнитного поля становится двоякопреломляющей средой, и электромагнитная волна в ней расщепляется на обыкновенную (с коэффициентом преломления n_1) и необыкновенную (с коэффициентом n_2). Так как $n_1 \neq n_2$, ионосфера для радиоволн является и анизотропной средой. Рассмотрим два предельных случая распространения.

1. Пусть $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{v}$. Тогда $\omega_L = 0$ и

$$n_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}, \quad n_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - \omega_T^2}}. \quad (13.17)$$

Если выражение для n_1 совпадает с видом n (13.11) для ионосферы без учета магнитного поля, то вид n_2 существенно отличается.

2. Случай продольного распространения. В этом случае $\omega_T = 0$, и из (13.16) следует, что

$$n_1 = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + \omega_L)}}, \quad n_2 = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_L)}}. \quad (13.18)$$

Иногда и в этом приближении волну с n_1 называют обыкновенной, а волну с n_2 — необыкновенной волной.

В области отражения (поворота) волны выполняется условие $\frac{\omega_0}{\omega} = 1$, и из выражения (13.16) в этом случае даже при малых углах α получаются формулы (13.17), т.е. в области отражения имеет место квазипоперечное распространение. На высотах ниже области от-

ражения $\frac{\omega_0}{\omega} \ll 1$ и, рассматривая в этом приближении выражение (13.16), приходим к формулам (13.18), справедливым даже при больших значениях угла α . Таким образом, распространение радиоволн в ионосфере носит квазипродольный характер.

Результаты расчетов, показывающие, при каких значениях угла α между направлением радиоволны и геомагнитным полем можно рассматривать это распространение или как квазипродольное, или как квазипоперечное, представлены на рис. 13.3. Из него следует, что квазипродольное распространение справедливо в весьма широком диапазоне углов α .

При отражении от ионосферы условие $n = 0$, согласно (13.17), выполняется: для обыкновенной волны при $\omega = \omega_0$, для необыкновенной волны при частотах, соответствующих решению уравнения $\omega_0^2 = \omega^2 \pm \omega\omega_H$, т. е. отражение будет происходить выше и ниже обыкновенной волны. Таким образом, отражение радиоволны в ионосфере происходит на трех различных высотах. Правда, отражение необыкновенной волны наблюдается обычно только на меньшей высоте, поскольку выше уровня отражения обыкновенной волны необыкновенная составляющая сильно поглощается.

Эффект Фарадея

Воздействие ионосферы на линейно поляризованную электромагнитную волну можно представить как возбуждение двух волн с круговой поляризацией, с взаимно противоположным направлением вращения векторов \mathbf{E} и различными коэффициентами преломления n_1 и n_2 . Различными будут и их фазовые скорости $v_1 = \frac{c}{n_1}$ и $v_2 = \frac{c}{n_2}$. В сумме эти волны дают линейно поляризованную волну, вектор \mathbf{E} которой по мере распространения в ионосфере поворачивается. Явление поворота плоскости поляризации в распространяющейся волне называется эффектом Фарадея. При прохождении расстояния r плоскость поляризации повернется на угол

$$\psi = \frac{\pi}{\lambda} \int_r (n_1 - n_2) dr.$$

На высоких частотах величину ψ можно рассчитать по формуле [7]

$$\psi = \frac{2,36 \cdot 10^4}{f^2} \int_r N(\mathbf{H}_0 d\mathbf{r}).$$

Если угол между \mathbf{H}_0 и направлением распространения острый, суммарный вектор \mathbf{E} поворачивается против часовой стрелки. При тупом угле наблюдается поворот плоскости поляризации по часовой стрелке. Вообще, плоскость поляризации поворачивается в направлении вращения вектора обыкновенной волны.

Распространение радиоволн в простом ионосферном слое

Если радиоволна излучена с земной поверхности и падает на ионосферный слой под углом φ_0 (рис. 13.4), дальнейшая её траектория на ионосферном участке в плоскостном приближении описывается уравнением

$$n_0 \sin \varphi_0 = n \sin \varphi, \text{ или } n_0 \cos \theta_0 = n \cos \theta = \text{Const}, \quad (13.19)$$

где n_0 – показатель преломления нейтральной части атмосферы.

Поскольку, согласно (13.11), ниже максимума ионизации коэффициент n с ростом высоты уменьшается, из (13.19) следует, что должен расти $\cos\theta$, и на некоторой высоте возможно выполнение условия $\cos\theta = 1$, т. е. $\theta = 0$. Далее луч начнет распространяться обратно к Земле. Полагая $n_0 \approx 1$, условие поворота луча можно записать как

$$n = \cos\theta_0. \quad (13.20)$$

Возведём (13.20) в квадрат и используем представление (13.11):

$$n^2 = 1 - \frac{80,8N}{f^2} = \cos^2\theta_0 = 1 - \sin^2\theta_0,$$

откуда

$$f = \frac{\sqrt{80,8N}}{\sin\theta_0} = f_0 \operatorname{cosec}\theta_0. \quad (13.21)$$

Здесь $f_0 = \sqrt{80,8N(z)} = f_0(z)$ – плазменная частота слоя на высоте z . Поскольку $\theta_0 = \pi/2 - \varphi_0$, из (13.21) следует известный “закон секанса”

$$f = f_0 \sec\varphi_0, \quad (13.22)$$

связывающий значение частоты f_0 вертикальной волны, отраженной от слоя на высоте z , со значением частоты луча, падающего на слой под углом φ_0 и отраженного на той же высоте.

С увеличением f_0 высота отражения поднимается до высоты максимума ионизации слоя N_m , которой соответствует критическая частота слоя $f_{кр} = f_0(z(N_m)) = \sqrt{80,8N_m}$.

При наклонном распространении максимуму ионизации соответствует

$$f_{max}(\varphi_0) = f_{кр} \sec\varphi_0 = \frac{\sqrt{80,8N_m}}{\sin\theta_0} \quad (13.23)$$

– максимальная частота слоя для данного φ_0 . Если $f > f_{max}(\varphi_0)$, радиолуч проходит ионосферный слой насквозь.

Из (13.21) следует, что радиус кривизны траектории радиолуча в области отражения

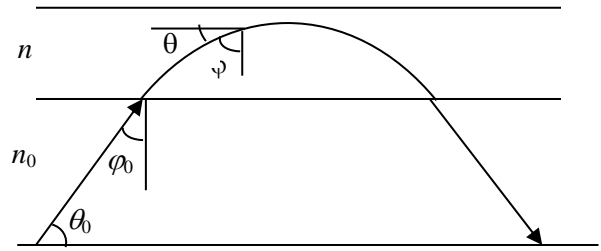


Рис.13.4. Поворот траектории радиоволны в ионосферном слое

$$\rho = \frac{n}{-\frac{dn}{dz}} = \frac{\cos^2 \theta_0 f^2}{40,4 \frac{dN}{dz}}. \quad (13.24)$$

Пусть θ_0 постоянен, тогда с ростом частоты f будут расти высота отражения и радиус кривизны ρ . В области высоты максимума электронной концентрации $N_m \frac{dN}{dz} \rightarrow 0$ и из (13.24) следует, что $\rho \rightarrow \infty$. Этим объясняется наблюдающийся иногда приём радиосигнала на расстоянии до 7 – 10 тыс. км. Такое распространение называется распространением лучом Педерсена. Выше $N_m \frac{dN}{dz} < 0$, а, значит, и $\rho < 0$, что можно трактовать как искривление траектории луча вверх.

Зафиксируем теперь частоту f и будем увеличивать угол возвышения θ_0 . Высота отражения будет расти, радиус кривизны – уменьшаться, и луч будет падать все ближе к излучателю. Однако с ростом высоты отражения мы все ближе подходим к максимуму слоя, в области которого $\frac{dN}{dz} \rightarrow 0$, что начинает приводить, согласно (13.24), к увеличению ρ . Таким образом, начиная с некоторого $\theta_0 = \theta_{max}$, дальность падения отраженного луча начнет расти. Наименьшее расстояние D до места падения луча частотой f при отражении называется радиусом зоны молчания, а соответствующая этому радиусу частота – максимально применимой частотой (МПЧ). При дальнейшем увеличении θ_0 используемая частота может превысить критическую для данного слоя, и радиолуч уйдёт выше.

Лекция 14

Теоремы эквивалентности

Пусть радиолуч, будучи излученным в т. T под углом θ_0 , претерпевает поворот в ионосфере и возвращается на землю в т. R (рис. 13.5). Участки траектории радиоволны до входа в ионосферу и после выхода из нее будем считать прямолинейными, а участок MON – искривленным. Время Δt прохождения пути MON определяется групповой скоростью

$$v_{gp} = cn_f = c \sqrt{1 - 80,8 \frac{N(z)}{f^2}} \quad (13.25)$$

и равно

$$\Delta t = \int_{MON} \frac{dl}{v_{gp}} = \frac{1}{c} \int_{MON} \frac{dl}{n_f}. \quad (13.26)$$

Согласно рис. 13.5, $dl = \frac{dR}{\cos \theta}$. Используя это и (13.19), получаем

$$\Delta t = \frac{1}{c} \int_{MN} \frac{dR}{n_f \cos \theta} = \frac{\int_{MN} dR}{c \cos \theta_0} = \frac{1}{c} \frac{MN}{\cos \theta_0} = \frac{MAN}{c}. \quad (13.27)$$

Выражение (13.27) представляет собой математическую трактовку **первой теоремы эквивалентности** (теорема Брайта-Тюва), которая гласит: время прохождения сигналом искривленного участка траектории в ионосфере с групповой скоростью v_{gp} равно времени прохождения сигналом воображаемого треугольного пути MAN со скоростью света c .

Путь MAN называется эквивалентным треугольным путем, а высота z_0 – действующей высотой отражения наклонного луча.

Вторая теорема эквивалентности (теорема Мартинса): если истинные высоты отражения двух сигналов с различной частотами, распространяющихся по траекториям с различными углами наклона, равны, то равны и их действующие высоты отражения.

Докажем теорему для следующего случая. Пусть на высоте z происходит отражение как вертикального луча частотой f_0 , так и луча частотой f , излученного под углом места θ_0 . Тогда частоты связаны выражением (13.21), и n_f можно представить как

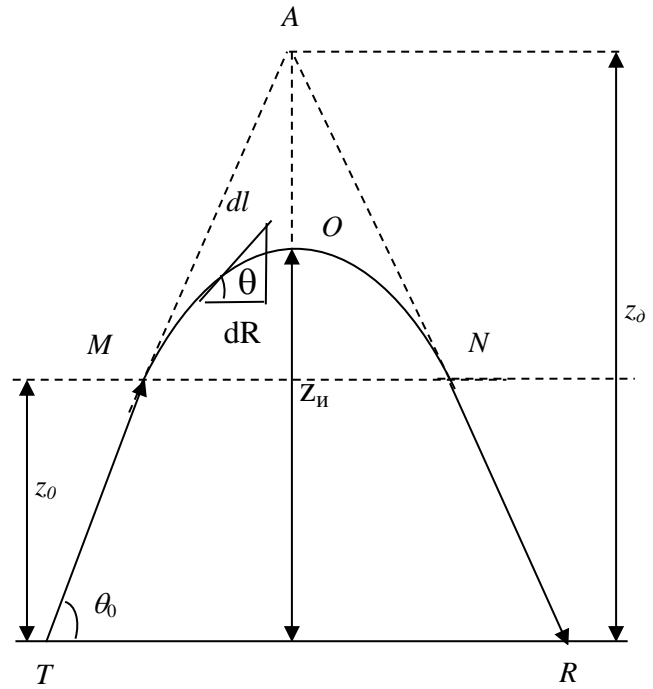


Рис. 13.5. К доказательству теорем эквивалентности

$$n_f = \sqrt{1 - 80,8 \frac{N(z)}{f_0^2} \sin^2 \theta_0}. \quad (13.28)$$

Из (13.19) следует, что

$$n_f^2 \cos^2 \theta = \cos^2 \theta_0 \rightarrow n_f^2 (1 - \sin^2 \theta) = \cos^2 \theta_0 \rightarrow n_f^2 = n_f^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta_0,$$

откуда

$$n_f = \sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta_0}. \quad (13.29)$$

Подставим (13.29) в (13.28):

$$\sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta_0} = \sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta + 1 - \sin^2 \theta_0} = \sqrt{1 - 80,8 \frac{N(z)}{f_0^2} \sin^2 \theta_0}. \quad (13.30)$$

Возведя (13.30) в квадрат, после преобразований можно получить

$$\left(1 - 80,8 \frac{N(z)}{f_0^2}\right) \sin^2 \theta_0 = n_f^2 \sin^2 \theta,$$

т. е.

$$n_{f_0} \sin \theta_0 = n_f \sin \theta. \quad (13.31)$$

Подставим (13.31) в (13.26) и используем построение на рис. 13.5.

$$\Delta t = \int_{MON} \frac{dl}{cn_f} = 2 \int_{z_0}^{z_u} \frac{dz}{cn_f \sin \theta} = 2 \int_{z_0}^{z_u} \frac{dz}{cn_{f_0} \sin \theta_0} = \frac{2}{\sin \theta_0} \int_{z_0}^{z_u} \frac{dz}{cn_{f_0}} = \frac{\Delta t_{f_0}}{\sin \theta_0}, \quad (13.32)$$

здесь Δt_{f_0} – время распространения вертикальной волны частотой f_0 до высоты z_u отражения и обратно. Но, согласно (13.27), $\Delta t = \Delta t_f = \frac{MAN}{c}$, тогда из (13.32) следует, что величина

$$\Delta t_{f_0} = \frac{MAN \cdot \sin \theta_0}{c} = \frac{2(z_u - z_0)}{c} \quad (13.33)$$

равна времени распространения вертикального луча частотой f_0 до высоты z_u и обратно со скоростью c , что и требовалось доказать. Поскольку параметры наклонного луча выбраны произвольно, теорема доказана.

Вертикальное зондирование ионосферы

Производится с целью определения высотного профиля ионизации. Выполняется с помощью ионосферной станции, в состав которой входят:

- а) передатчик, генерирующий радиоимпульсы длительностью 50 – 150 мкс с частотой повторения 20 – 100 кГц и пиковой мощностью до десятков кВт. Несущая частота может плавно меняться от 0,5 до 20 МГц за 1 – 2 мин – интервал, за который состояние ионосферы существенно не меняется;
- б) широкодиапазонный приемник;
- в) широкодиапазонная антенна с хорошей направленностью (например, вертикальная ромбическая антенна);
- г) индикаторное устройство, типичный результат работы которого представлен на рис. 13.6. Δt – через этот промежуток времени в приемник попадает отраженный импульс, пришедший с высоты

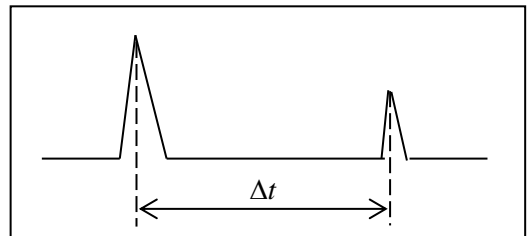


Рис. 13.6. Появление отражённого радиоимпульса

z_{omp} , на которой $n = \sqrt{1 - 80,8 \frac{N(z)}{f^2}} = 0$. Шкала

горизонтальной развертки обычно калибруется в значениях действующей высоты z_0 . Изменяя несущую частоту, получают зависимость $z_0(f)$, называемую ВЧХ – высотно-частотной характеристикой. Пример ВЧХ представлен на рис. 13.7.

Рассмотрим распространение импульса вертикально вверх со скоростью $v_{zp} = cn$. По мере проникновения в ионосферный слой n уменьшается, и при $n = 0$ (т. е. при $v_{zp} = 0$) происходит отражение импульса. Время запаздывания отраженного импульса относительно момента излучения

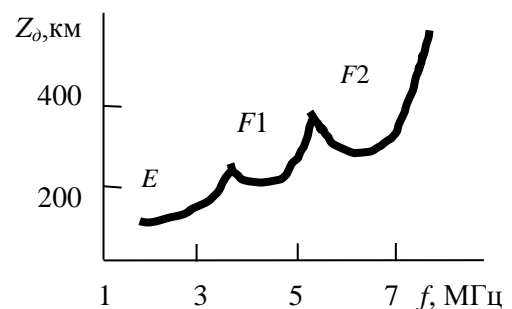


Рис. 13.7. Пример высотно-частотной характеристики

$$\Delta t = \frac{2z_0}{c} + 2 \int_{z_0}^{z_u} \frac{dz}{v_{zp}} = \frac{2}{c} \left(z_0 + \int_{z_0}^{z_u} \frac{dz}{n} \right),$$

где z_0 – высота основания ионосферы. Действующая высота отражения

$$z_0 = z_0 + \int_{z_0}^{z_u} \frac{dz}{n} = \int_{z_0}^{z_u} \frac{dz}{\sqrt{1 - \frac{80,8N(z)}{f^2}}} = \frac{c\Delta t}{2} \quad (13.34)$$

есть воображаемая высота, до которой распространяется луч, если считать его скорость равной c .

Поглощение в ионосфере

Поскольку ионосфера является проводящей средой, амплитуда распространяющейся в ней радиоволны уменьшается по закону $E_m(r) = E_m(0)e^{-\delta r}$, где $\delta = \frac{\omega p}{v}$ – показатель затухания, в котором p определяется согласно (2.8).

В низкочастотном диапазоне $60\sigma\lambda \gg \varepsilon'$, тогда

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{30\sigma\lambda} = 2\pi \sqrt{\frac{30\sigma}{\lambda}} \sim \sqrt{f\sigma}. \quad (13.35)$$

При $\omega^2 \ll v^2$ из (13.7) получаем $\sigma \approx \frac{e^2 N}{m v}$, следовательно, $\delta \sim \sqrt{\frac{fN}{v}}$, т. е. с увеличением частоты f поглощение растет.

На высоких частотах при $60\sigma\lambda \ll \varepsilon'$ $p = \frac{30\sigma\lambda}{\sqrt{\varepsilon'}}$. Полагая, что при $\omega \gg \omega_0$ величина

$$\sqrt{\varepsilon'} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2} \approx 1, \text{ и что для } \omega^2 \gg v^2 \text{ из (13.8) следует } \sigma \approx \frac{e^2 N v}{m \omega^2} \sim \frac{N v}{f^2}, \text{ получаем}$$

$\delta \sim \frac{N v}{f^2}$, т. е. в высокочастотном диапазоне поглощение с ростом частоты падает.

Таким образом, в ионосфере зависимость поглощения от частоты имеет максимум в области $\omega \approx v$. Пример частотной зависимости коэффициента поглощения приведён на рис. 13.9.

В нижней части ионосферы $v \approx 10^7$, т. е. условие максимального поглощения выполняется для волн с $\lambda \approx 200$ м. Таким образом, радиоволны диапазона СВ должны сильно поглощаться в нижней ионосфере, что и наблюдается на практике.

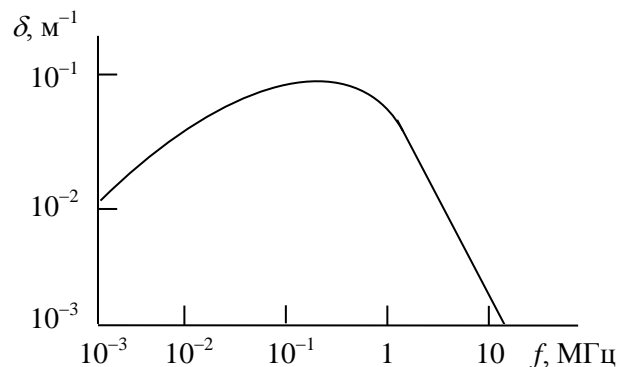


Рис. 13.9. Зависимость коэффициента поглощения в ионосфере от частоты радиоволны при $N = 10^{11}$ эл / м³, $v = 10^5$ с⁻¹

Литература

(использованная при подготовке пособия)

1. Ф. Б. Черный. Распространение радиоволн. М., Сов. Радио, 1972. - 464 с.
2. Г. П. Грудинская. Распространение радиоволн. М., Высшая школа, 1975. - 280 с.
3. А. Н. Матвеев. Электродинамика и теория относительности. М., Высшая школа, 1964. - 424 с.
4. Я. Л. Альперт. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М., Наука, 1972. - 564 с.
5. В. В. Никольский, Т.И.Никольская. Электродинамика и распространение радиоволн. М., Наука, 1989. - 544 с.
6. М. П. Долуханов. Флуктуационные процессы при распространении радиоволн. М., Связь, 1971. - 180 с.
7. М. А. Колосов, Н. А. Арманд, О. И. Яковлев. Распространение радиоволн при космической связи. М., связь, 1969, 156 с.