

где $\zeta = 2\pi \frac{r}{\lambda} \left| \frac{1}{\dot{\varepsilon}} - \frac{1}{\dot{\varepsilon}^2} \right|$ - “численное” расстояние .

При малых протяженностях линии связи r численное расстояние ζ мало, и $F \approx 1$, а $E_m \sim 1/r$. При больших r численное расстояние ζ велико, и $F \sim 1/r$, а $E_m \sim 1/r^2$.

8.3.2. Тропосферные волны

За счет изменения коэффициента преломления в зависимости от высоты над поверхностью Земли происходит рефракция - искривление траектории движения волны. При этом путь волны (луч) представляет собой плавную кривую, выпуклость которой в обычных условиях, когда плотность тропосферы с ростом высоты убывает, направлена от поверхности Земли (см. раздел 7.4.3.).

8.3.2.1. Эквивалентный радиус Земли

Часто при практических расчетах параметров тропосферных линий связи удобнее свести распространение волны по криволинейной траектории к распространению по прямой. В этом случае вводится понятие эквивалентного радиуса Земли $R_0^{\text{э}}$ (рис. 8.12.).

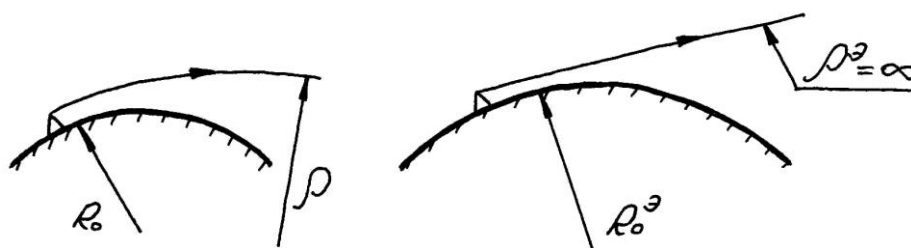


Рис. 8.12. К определению эквивалентного радиуса Земли

Эквивалентный радиус Земли определяется из условия, что разность между кривизной земной поверхности и кривизной траектории волны в реальном и “эквивалентном” случае остается постоянной :

$$\frac{1}{R_0} - \frac{1}{\rho} = \frac{1}{R_0^{\text{э}}} - \frac{1}{\rho^{\text{э}}}$$

С учетом, что $1/\rho^{\vartheta} = 0$, получаем :

$$R_0^{\vartheta} = \frac{R_0}{1 - \frac{R_0}{\rho}},$$

или, с учетом (7.63) :

$$R_0^{\vartheta} = \frac{R_0}{1 + R_0 \frac{dn}{dh}} = k^{\vartheta} R_0, \quad (8.50)$$

где параметр $k^{\vartheta} = \frac{1}{1 + R_0 \frac{dn}{dh}}$.

Отметим, что расстояние прямой видимости над “эквивалентной” Землей определяется по формуле (8.43) с заменой $R_0 \rightarrow R_0^{\vartheta}$.

При использовании формулы Введенского эквивалентные высоты подъема антенн необходимо рассчитывать также над “эквивалентной” Землей.

8.3.2.2. Виды тропосферной рефракции

В реальных условиях скорость изменения коэффициента преломления с высотой может изменяться в широких пределах по величине и даже изменять знак.

При этом все возможные случаи тропосферной рефракции классифицируются следующим образом :

1. Отсутствие рефракции (рис.8.13.).

Коэффициент преломления с высотой не изменяется $\left(\frac{dn}{dh} = 0 \right)$,

$\rho = \infty$, $R_0^{\vartheta} = R_0$, волна прямолинейно распространяется над реальной Землей.



Рис. 8.13 . Рефракция отсутствует

Расстояние прямой видимости и амплитуда поля в точке приема рассчитываются по обычным формулам, которые выводились без учета рефракции.

2. Отрицательная рефракция (рис.8.14).

С увеличением высоты коэффициент преломления растет $\left(\frac{dn}{dh}\right) > 0$, а радиус кривизны траектории волны $\rho < 0$. Выпуклость траектории направлена к Земле, волна уходит от Земли, а эквивалентный радиус Земли $R_0^{\text{э}} < R_0$.

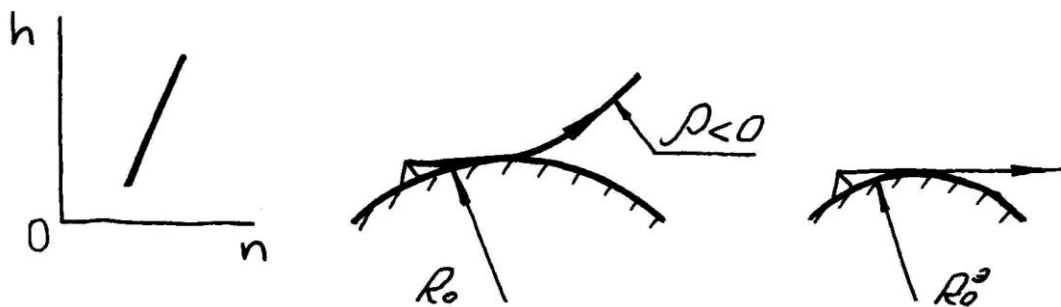


Рис. 8.14 . Отрицательная тропосферная рефракция

При отрицательной тропосферной рефракции происходит уменьшение амплитуды поля в точке приема и уменьшается расстояние прямой видимости по сравнению со случаем отсутствия рефракции.

3. Положительная рефракция.

При положительной рефракции, когда коэффициент преломления с

высотой падает $\left(\frac{dn}{dh} < 0\right)$, радиус кривизны траектории волны $\rho > 0$, выпуклость траектории направлена от Земли, волна как бы огибает поверхность Земли, а эквивалентный радиус Земли $R_0^{\mathcal{E}} > R_0$. Расстояние прямой видимости увеличивается, а амплитуда поля в точке приема возрастает по сравнению со случаем отсутствия рефракции.

Большой диапазон изменения $\frac{dn}{dh}$, приводящий к существенным качественным и количественным различиям в процессах распространения радиоволн, диктует целесообразность выделения следующих подвидов положительной рефракции:

а. Пониженная рефракция (рис. 8.15.).

Скорость уменьшения коэффициента преломления с высотой лежит в пределах

$$\frac{dn}{dh} = -(0 \div 4 \cdot 10^{-5}) \left[\frac{1}{\text{км}} \right]; \rho = (\infty \div 2,5 \cdot 10^4) [\text{км}]; R_0^{\mathcal{E}} = \left(1 \div \frac{4}{3}\right) R_0$$



Рис. 8.15. Пониженная рефракция

б. Нормальная рефракция (рис. 8.16.).

Если скорость изменения коэффициента преломления равна $\frac{dn}{dh} = -4 \cdot 10^{-5} \left[\frac{1}{\text{км}} \right]$, что соответствует так называемой нормальной тропосфере, свойства которой отображают среднее состояние всей реальной тропосферы [8], получаем:

$$\rho = 2,5 \cdot 10^4 [\text{км}], R_0^{\mathcal{E}} = \frac{4}{3} R_0.$$

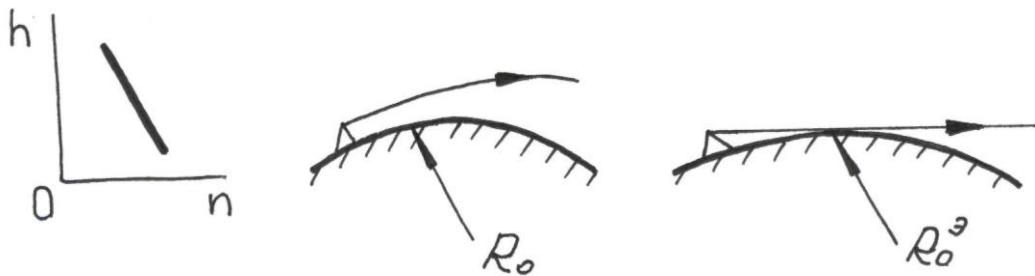


Рис. 8.16. Нормальная рефракция

в. Повышенная рефракция (рис. 8.17.).

Скорость уменьшения коэффициента преломления с высотой лежит в пределах $\frac{dn}{dh} = (-4 \cdot 10^{-5} \div -15,7 \cdot 10^{-5}) \left[\frac{1}{\text{км}} \right];$

$$\rho = (2,5 \cdot 10^4 \div 6,37 \cdot 10^3) [\text{км}]; R_0^э = \left(\frac{4}{3} \div \infty \right) R_0$$

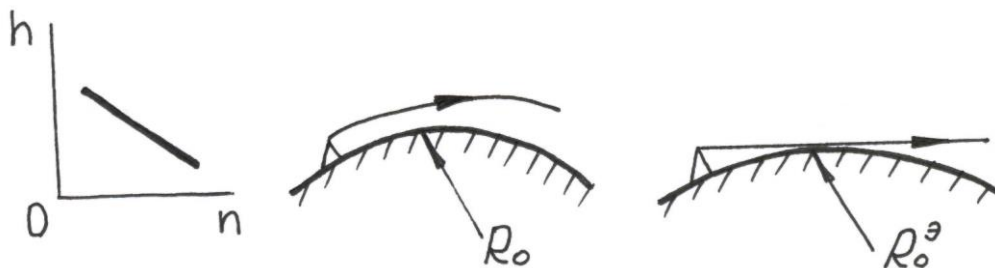


Рис. 8.17. Повышенная рефракция

г. Критическая рефракция (рис. 8.18.)

Скорость уменьшения коэффициента преломления равна $\frac{dn}{dh} = -15,7 \cdot 10^{-5} \left[\frac{1}{\text{км}} \right] = -\frac{1}{R_0}; \rho = R_0$, т.е. над реальной Землей траекто-

рия волны идет параллельно поверхности Земли. При этом $R_0^э = \infty$, т.е. “эквивалентная” Земля становится плоской.

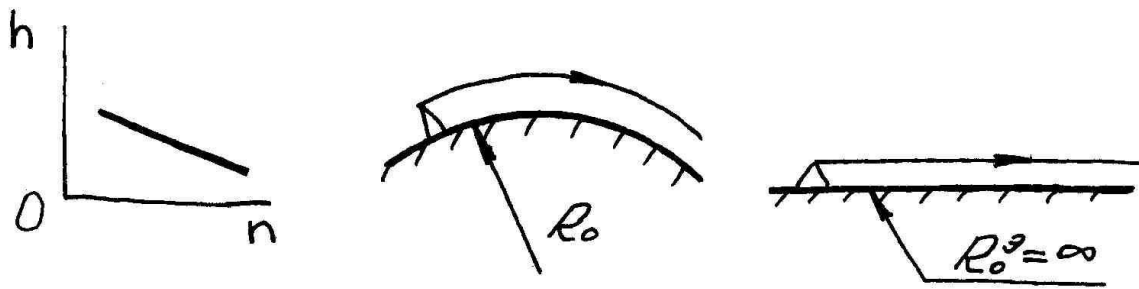


Рис. 8.18 . Критическая рефракция

д. Сверхрефракция (рис. 8.19.).

Если скорость уменьшения коэффициента преломления с высотой превышает критическую, т.е. $\frac{dn}{dh} < -\frac{1}{R_0} = -15,7 \cdot 10^{-5} \left[\frac{1}{\text{км}} \right]$, то $\rho < R_0$, и волна возвращается к Земле и снова отражается и т.д. При этом $R_0^3 < 0$, и “эквивалентная” Земля имеет вогнутую форму.

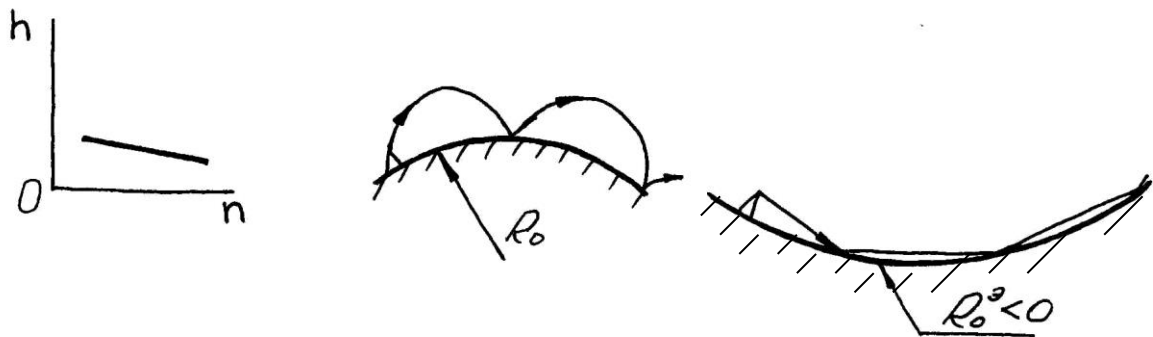


Рис. 8.19. Сверхрефракция

Явление сверхрефракции иногда наблюдается при появлении на высотах $\sim (1 \div 3)$ км так называемых инверсионных слоев с резко выраженным перепадом скорости изменения коэффициента преломления. От этих слоев отражаются волны метрового диапазона, и связь устанавливается на расстояния до нескольких сот километров. Однако интерференция лучей с различными амплитудно-фазовыми характеристиками приводит к неустойчивости связи.

* * *

В заключение отметим, что вид тропосферной рефракции на той или иной высоте удобно определять, используя специальный график (рис. 8.20.),

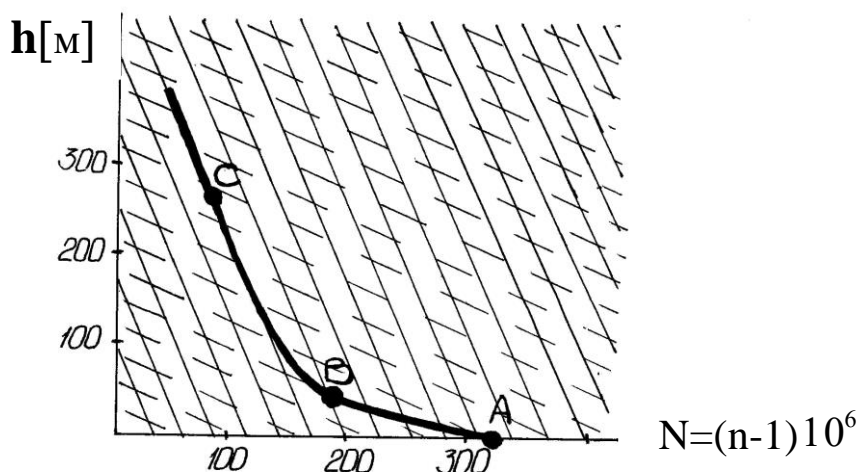


Рис. 8.20. К определению вида рефракции

на котором нанесены два семейства параллельных прямых : сплошные соответствуют скорости изменения коэффициента преломления при нормальной рефракции, а пунктиром – при критической.

По экспериментально снятой зависимости индекса преломления N (8.2а) от высоты, отображенной кривой ABC , можно сделать следующие выводы:

1. На участке AB наклон N больше, чем для случая критической рефракции, т.е. здесь наблюдается сверхрефракция .
2. В точке B наклон N соответствует критической рефракции.
3. На участке BC – повышенная рефракция .
4. Выше точки C установилась нормальная рефракция.

8.3.3. Ионосферные волны

8.3.3.1. Рефракция и отражение радиоволн в ионосфере

Картину распространения и отражения радиоволн в ионосфере можно представить, используя плоско-слоистую модель ионосферы (рис.8.21.) и учитывая , что с ростом концентрации электронов N_{Σ} диэлектрическая

проницаемость \mathcal{E} и волновое число k уменьшаются.

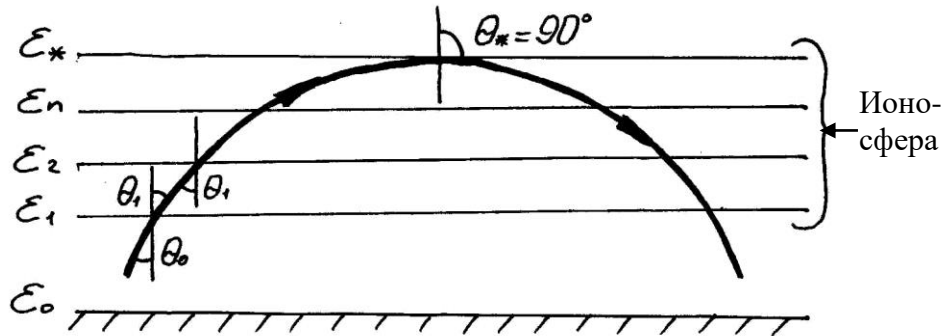


Рис. 8.20. Отражение радиоволн в ионосфере

На основании второго закона Снеллиуса можно записать:

$$k_0 \sin \theta_0 = k_1 \sin \theta_1 = \dots = k_n \sin \theta_n = k_* \sin \theta_*.$$

Так как отражение происходит от слоя, где угол преломления $\theta_* = 90^\circ$ [1], то $k_* = k_0 \sin \theta_0$ и условие отражения принимает вид:

$$\sin \theta_0 = \frac{k_*}{k_0} = \sqrt{\mathcal{E}_*}, \quad (8.51)$$

т.е. при заданном угле падения на ионосферу θ_0 отражение происходит от слоя, где диэлектрическая проницаемость, определяемая выражением (8.7), равна \mathcal{E}_* . Отсюда, определив $N_{\mathcal{E}}$ и зная ее распределение по высоте, можно найти высоту точки отражения луча при заданной частоте.

С учетом (8.7), (8.7a) выражение (8.51) принимает вид:

$$\sin \theta_0 = \sqrt{1 - 81 \frac{N_{\mathcal{E}}}{f^2}}. \quad (8.52)$$

Отсюда следует, что при заданной частоте f существует критический угол падения волны на ионосферу $\theta_{кр}$, определяемый максимальной электронной концентрацией $N_{\mathcal{E} \max}$, и при углах падения $\theta < \theta_{кр}$ волна не отразится, а пройдет сквозь ионосферу.

Из (8.52) найдем максимальную рабочую частоту, при которой волна, падающая на ионосферу под заданным углом θ_0 , отразится от ионосферы в слое с электронной концентрацией $N_{\mathcal{E}}$:

$$f_{\max} [\kappa \Gamma u] = \frac{9 \sqrt{N_{\mathcal{O}} [\text{эл}/\text{см}^3]}}{\cos \theta_0} . \quad (8.53)$$

Если волна падает на ионосферу нормально ($\theta_0 = 0$), то

$$f_{\max 0} = 9 \sqrt{N_{\mathcal{O}}} = f_0 ,$$

т.е. отражение в этом случае происходит от слоя, где $\varepsilon = 1 - \frac{f_0^2}{f_{\max}^2} = 0$.

При этом, если отражение происходит от слоя с максимальной концентрацией электронов, то частота называется критической, т.е.

$$f_{\text{кр}} = 9 \sqrt{N_{\mathcal{O}_{\max}}} = f_{0\max} . \quad (8.54)$$

Волны с частотой $f > f_{\text{кр}}$ при нормальном падении от ионосферы не отражаются. При наклонном падении критическая частота увеличивается:

$$f_{\text{кр}\theta} = \frac{f_{\text{кр}}}{\cos \theta_0} . \quad (8.55)$$

8.3.3.2. Поглощение радиоволн в ионосфере

Для упрощения рассмотрения магнитное поле Земли учитывать не будем.

Мы видели, что с учетом соударений электронов с тяжелыми частицами относительная диэлектрическая проницаемость ионосферы представляет собой комплексную величину $\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - i\varepsilon''$ и определяется выражением (8.10). Представим ε' и ε'' в развернутом виде.

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}; \quad \varepsilon'' = \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \quad (8.56)$$

Зависимость поля от продольной координаты z определяется экспоненциальной функцией

$$e^{-ikz} = e^{-ik_0 \sqrt{\dot{\varepsilon}} z} = e^{-ik_0(n' - in'')z} = e^{-ik_0 n' z} e^{-k_0 n'' z} = e^{-ik' z} e^{-k'' z} ,$$

где $k'' = k_0 n'' = k_0 |\text{Im} \sqrt{\dot{\varepsilon}}|$ - коэффициент затухания.

На низких частотах ($\omega \ll \nu$) из (8.56) следует, что

$$|\varepsilon'| \approx \left| 1 - \frac{\omega_0^2}{\nu^2} \right| \ll \varepsilon'' \approx \frac{\omega_0^2}{\omega \nu},$$

т.е. можно считать, что $\dot{\varepsilon} = -i\varepsilon''$. (Случай, когда $\varepsilon' \ll 0$ и волна практически не распространяется из-за очень большого затухания, не рассматривается).

При этом коэффициент затухания :

$$k'' = k_0 \left| \operatorname{Im} \sqrt{-i \frac{\omega_0^2}{\omega \nu}} \right| = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\frac{\omega_0^2}{2\omega \nu}} = \frac{\omega_0}{c \sqrt{2\nu}} \sqrt{\omega}. \quad (8.57)$$

На высоких частотах ($\omega \gg \nu$) из (8.56) следует, что

$$\varepsilon' \approx 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \approx 1, \quad \varepsilon'' \approx \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega^3} \ll 1, \quad \text{т.е.} \quad \dot{\varepsilon} = 1 - i \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega^3}, \quad \text{а} \quad \sqrt{\dot{\varepsilon}} = 1 - i \frac{\omega_0^2 \nu}{2\omega^3},$$

откуда коэффициент затухания :

$$k'' = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \frac{\omega_0^2 \nu}{2\omega^3} = \frac{\omega_0^2 \nu}{2c\omega^2} \quad (8.58)$$

Из выражений (8.57), (8.58) видно, что коэффициент затухания в области низких частот возрастает с частотой ($k'' \sim \sqrt{\omega}$), а в области высоких частот убывает ($k'' \sim 1/\omega^2$). Расчеты и эксперименты показывают, что максимальное значение коэффициента затухания имеет место при $\omega \approx \nu$ [4].

8.3.3.3. Распространение радиоволн в ионосфере с учетом магнитного поля Земли

Распространение волны вдоль магнитного поля Земли

Рассмотрим распространение в ионосфере линейно поляризованной ПОВ вдоль направления, совпадающего с направлением вектора магнитного поля Земли \vec{H}_0 , без учета потерь ($\nu = 0$).

Если $\vec{H}_0 = \vec{z}^0 H_0$, то тензор диэлектрической проницаемости ионосферы (8.18) принимает вид:

$$(\varepsilon) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \\ \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} &= -i \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega(\omega^2 - \omega_H^2)}, \\ \varepsilon_{zz} &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}. \end{aligned} \quad (8.59)$$

Из третьего уравнения Максвелла $\text{div } \dot{\vec{D}}_m = 0$ следует, что в ПОВ отсутствует продольная составляющая вектора электрической индукции, и материальное уравнение $\dot{\vec{D}}_m = (\varepsilon)\varepsilon_0 \dot{\vec{E}}_m$ в координатной форме принимает вид:

$$\begin{aligned} \dot{D}_{mx} &= \varepsilon_0 (\varepsilon_{xx} \dot{E}_{mx} + \varepsilon_{xy} \dot{E}_{my}), \\ \dot{D}_{my} &= \varepsilon_0 (\varepsilon_{yx} \dot{E}_{mx} + \varepsilon_{yy} \dot{E}_{my}), \\ \dot{D}_{mz} &= \varepsilon_0 \varepsilon_{zz} \dot{E}_{mz} = 0. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что в рассматриваемом случае и $\dot{E}_{mz} = 0$.

Пусть вектор \vec{E} волны лежит в плоскости $z = 0$ и направлен вдоль оси x (рис. 8.22.).

Под действием поля \vec{E} электроны приобретают скорость, направленную против оси x , а под действием силы Лоренца (8.11) закручиваются вокруг оси z .

Линейно поляризованную волну можно представить в виде суммы двух волн с противоположными круговыми поляризациями и с амплитудой, равной половине амплитуды линейно поляризованной волны [1]:

$$\dot{\vec{E}}_m = \frac{\dot{E}}{2} (\vec{x}^0 - i\vec{y}^0) + \frac{\dot{E}}{2} (\vec{x}^0 + i\vec{y}^0) = \dot{\vec{E}}_{m\Pi} + \dot{\vec{E}}_{m\perp} \quad (8.60)$$

Направление вращения вектора \vec{E}_{Π} совпадает с направлением вращения электрона под действием силы Лоренца, а направление вращения век-

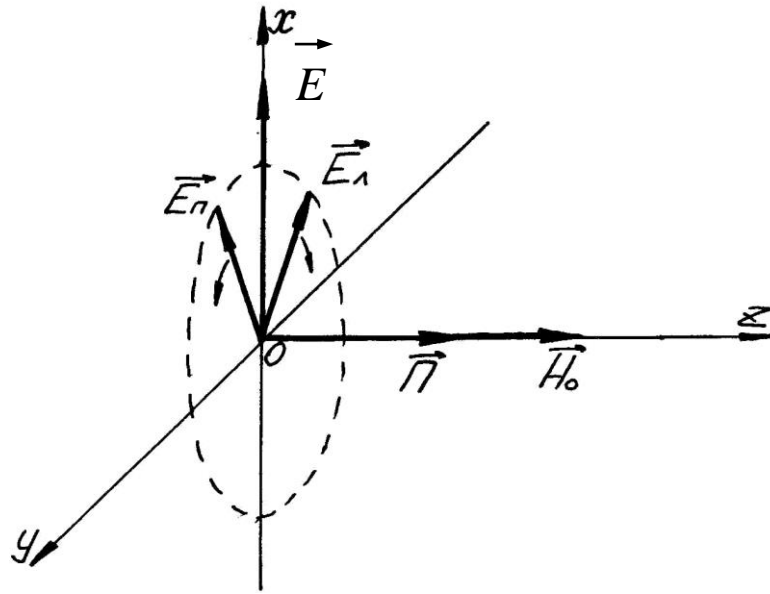


Рис.8.22. Распространение волны вдоль \vec{H}_0

тора \vec{E}_L - противоположно. Отсюда можно сделать вывод, что условия распространения волн с правой и левой круговыми поляризациями различны.

Определим диэлектрические проницаемости ионосферы для этих волн, распространяющихся вдоль магнитного поля Земли.

Для волны с правой круговой поляризацией из материального уравнения $\dot{\vec{D}}_m = (\varepsilon)\varepsilon_0\dot{\vec{E}}_m$, учитывая (8.59), а также, что из (8.60) $E_{my} = -iE_{mx}$, имеем :

$$\begin{aligned} \dot{D}_{mx} &= \varepsilon_0 \left[\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_H^2} \right) \dot{E}_{mx} - i \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega (\omega^2 - \omega_H^2)} \dot{E}_{my} \right] = \\ &= \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega (\omega - \omega_H)} \right) \dot{E}_{mx} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega_H}{\omega}} \right) \dot{E}_{mx} \end{aligned}$$

Аналогично получаем :

$$\dot{D}_{my} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\omega_H}{\omega}} \right) \dot{E}_{my} .$$

Таким образом, для волны с правой круговой поляризацией диэлектрическая проницаемость ионосферы определяется выражением :

$$\varepsilon_{\Pi} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega_H}{\omega}} \quad (8.61)$$

Для волны с левой круговой поляризацией таким же образом получаем :

$$\varepsilon_{\text{Л}} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\omega_H}{\omega}} . \quad (8.62)$$

Эффект Фарадея

Из выражений (8.61), (8.62) очевидно, что и фазовые скорости волн с правой и левой круговыми поляризациями будут различны :

$$V_{\Pi} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\Pi}}} , \quad V_{\text{Л}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}}} \quad (8.63)$$

С этим свойством связан эффект Фарадея, смысл которого в том, что при распространении линейно поляризованной волны в ионосфере вдоль магнитного поля Земли происходит поворот плоскости поляризации волны.

Запишем мгновенные значения составляющих поля волн с правой (ППВ) и левой (ЛПВ) круговыми поляризациями с начальной нулевой фазой ($\dot{E} = E$), сумма которых дает линейно поляризованную волну (8.60), прошедшую расстояние r :

ППВ

$$E_{x\Pi} = \frac{E}{2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{V_{\Pi}} \right) \right] = \frac{E}{2} \cos \alpha ; \quad E_{y\Pi} = \frac{E}{2} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{V_{\Pi}} \right) \right] = \frac{E}{2} \sin \alpha .$$

ЛПВ

$$E_{x\text{Л}} = \frac{E}{2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{V_{\text{Л}}} \right) \right] = \frac{E}{2} \cos \beta ; \quad E_{y\text{Л}} = -\frac{E}{2} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{V_{\text{Л}}} \right) \right] = -\frac{E}{2} \sin \beta$$

Здесь, с учетом (8.63), обозначено :

$$\alpha = \omega \left(t - \frac{r\sqrt{\varepsilon_{II}}}{c} \right), \quad \beta = \omega \left(t - \frac{r\sqrt{\varepsilon_{I}}}{c} \right).$$

Используя формулы тригонометрии :

$$\begin{aligned} \cos \alpha + \cos \beta &= 2 \cos \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \\ \sin \alpha - \sin \beta &= 2 \sin \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \end{aligned}$$

и обозначая :

$$\begin{aligned} \frac{\alpha - \beta}{2} &= \psi = \frac{\omega r}{2c} (\sqrt{\varepsilon_{I}} - \sqrt{\varepsilon_{II}}), \\ \frac{\alpha + \beta}{2} &= \omega t - \varphi, \text{ где } \varphi = \frac{\omega r}{2c} (\sqrt{\varepsilon_{I}} + \sqrt{\varepsilon_{II}}), \end{aligned} \quad (8.64)$$

найдем результирующее поле волны :

$$\begin{aligned} E_x &= E_{xII} + E_{xI} = E \cos \psi \cos(\omega t - \varphi), \\ E_y &= E_{yII} + E_{yI} = E \sin \psi \cos(\omega t - \varphi). \end{aligned}$$

Эти две синфазные составляющие в сумме дают поле линейно поляризованной волны, плоскость поляризации которой повернута относительно оси X на угол ψ (рис. 8.23.).

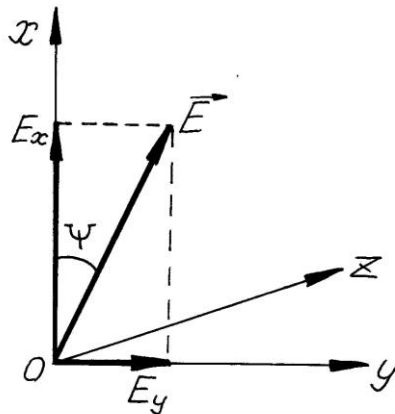


Рис. 8.23. Поворот плоскости поляризации волны

В заключение отметим, что в зависимости от соотношения ε_{II} и ε_{LI} поворот плоскости поляризации может происходить в ту или другую сторону, т.е. угол ψ (8.64) может быть как положительным, так и отрицательным.

Распространение волны поперек магнитного поля Земли

Рассмотрим ПОВ, распространяющуюся в ионосфере в направлении оси z перпендикулярно магнитному полю Земли \vec{H}_0 (рис. 8.24.), поперечный вектор электрического поля которой $\vec{E}_m = \vec{x}^0 \dot{E}_{mx} + \vec{y}^0 \dot{E}_{my}$ направлен произвольно относительно \vec{H}_0 .

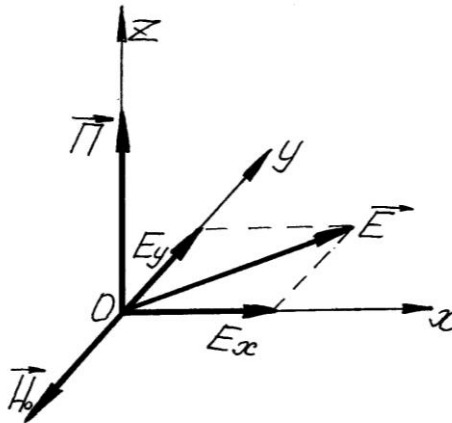


Рис. 8.24. Распространение волны перпендикулярно \vec{H}_0

Если $\vec{H}_0 = -\vec{y}^0 H_0$, то тензор диэлектрической проницаемости (8.18) принимает вид:

$$(\varepsilon) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

где составляющие тензора без учета потерь в ионосфере ($\nu = 0$) представляются формулами:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \\
 \varepsilon_{xz} = -\varepsilon_{zx} &= -i \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega(\omega^2 - \omega_H^2)}, \\
 \varepsilon_{yy} &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}.
 \end{aligned} \tag{8.65}$$

Материальное уравнение $\dot{D}_m = (\varepsilon) \varepsilon_0 \dot{E}_m$ в координатной форме в этом случае принимает вид, где, как и выше, учтено, что $\dot{D}_{mz} = 0$:

$$\begin{aligned}
 \text{а. } \dot{D}_{mx} &= \varepsilon_0 (\varepsilon_{xx} \dot{E}_{mx} + \varepsilon_{xz} \dot{E}_{mz}) \\
 \text{б. } \dot{D}_{my} &= \varepsilon_0 \varepsilon_{yy} \dot{E}_{my} \\
 \text{в. } \dot{D}_{mz} &= \varepsilon_0 (\varepsilon_{zx} \dot{E}_{mx} + \varepsilon_{zz} \dot{E}_{mz}) = 0.
 \end{aligned} \tag{8.66}$$

Рассматриваемую волну можно представить в виде суммы двух волн с поперечными составляющими электрического поля \dot{E}_{mx} и \dot{E}_{my} .

Волна, у которой вектор поперечного электрического поля направлен параллельно вектору магнитного поля Земли \vec{H}_0 , называется *обыкновенной*. Она не “чувствует” магнитного поля. Электрическая индукция и напряженность электрического поля этой волны связаны соотношением (8.66 б). Диэлектрическая проницаемость ионосферы для этой волны :

$$\varepsilon_{об} = \varepsilon_{yy} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \tag{8.67}$$

т.е. такая же, как для ионосферы без учета V и \vec{H}_0 (8.7).

Из выражения (8.66 в) следует, что $\varepsilon_{zx} \dot{E}_{mx} + \varepsilon_{zz} \dot{E}_{mz} = 0$.

Отсюда вытекает, что волна, вектор поперечного электрического поля которой \dot{E}_{mx} перпендикулярен магнитному полю Земли \vec{H}_0 , в ионосфере имеет продольную составляющую электрического поля \dot{E}_{mz} :

$$\dot{E}_{mz} = -\frac{\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}} \dot{E}_{mx} . \quad (8.68)$$

Подставляя (8.68) в (8.66 а), получаем связь между перпендикулярными \vec{H}_0 составляющими электрической индукции и напряженности электрического поля:

$$\dot{D}_{mx} = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_{xx} - \frac{\varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}} \right) \dot{E}_{mx} = \varepsilon_0 \varepsilon_{необ} \dot{E}_{mx} . \quad (8.69)$$

Волна, у которой вектор поперечного электрического поля перпендикулярен магнитному полю земли \vec{H}_0 , называется *необыкновенной*. Для этой волны диэлектрическая проницаемость ионосферы, в соответствии с (8.69) и (8.65), определяется выражением:

$$\varepsilon_{необ} = 1 - \frac{\frac{\omega_0^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\frac{\omega_H^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}} \quad (8.70)$$

Различие $\varepsilon_{об}$ и $\varepsilon_{необ}$ говорит о том, что и условия распространения обыкновенной и необыкновенной волн в ионосфере различны.

Аналитические и экспериментальные исследования показали, что при отражении волны в ионосфере распространение можно рассматривать как квазипоперечное [4]. В наиболее интересном случае, когда $\omega_H^2 / \omega^2 < 1$ и графики $\varepsilon_{об}$ и $\varepsilon_{необ}$ имеют вид, представленный на рис. 8.25., происходит тройное лучепреломление.

Если волна падает на ионосферу нормально, то, как было показано в разделе (8.3.3.1.), отражение происходит от слоя, где $\varepsilon = 0$, что соответствует точкам А и С для необыкновенной волны и точке В для обыкновенной волны (рис.8.25.). Обыкновенная волна отражается в том слое ионосферы, где $\omega_0^2 = \omega^2$ ($\varepsilon_{об} = 0$), а необыкновенная волна распадается на два луча с точками отражения в слоях, где $\omega_0^2 = \omega^2 \pm \omega \omega_H$ ($\varepsilon_{необ} = 0$).

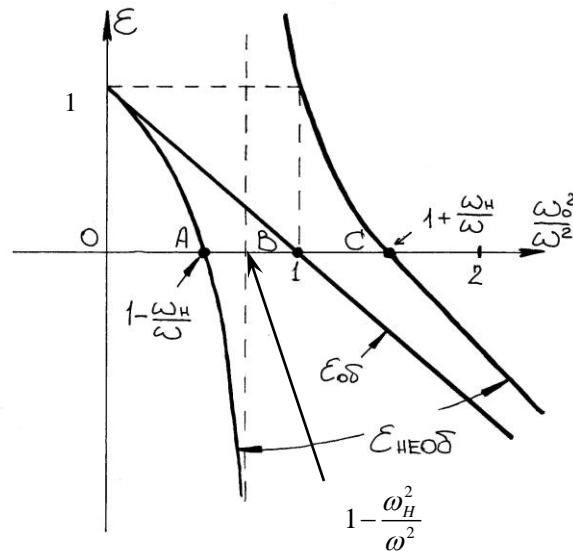


Рис.8.25. Зависимость $\epsilon_{об}$ и $\epsilon_{необ}$ от ω_0^2/ω^2 ($\omega_n/\omega = 0.5$)

Точки отражения необыкновенной волны лежат ниже и выше точки отражения обыкновенной волны, причем луч необыкновенной волны, отражающийся в верхней точке, проходит значительное расстояние в ионосфере. Амплитуда поля этой части необыкновенной волны сильно затухает и на практике может не учитываться. Подобная картина наблюдается и при наклонном падении волны на ионосферу.

8.4. Особенности распространения радиоволн различных диапазонов

8.4.1. Классификация радиоволн по частоте (длине волны)

В соответствии с международным Регламентом радиосвязи приводим установленные названия диапазонов волн и полос частот, применяемых в радиотехнике, а также аббревиатуру и названия диапазонов радиоволн, принятые в практике радиовещания и телевидения:

* ОНЧ – очень низкие частоты: $f = (3 \div 30)$ кГц; мирееметровые или сверхдлинные волны – СДВ: $\lambda = (100 \div 10)$ км.

* НЧ – низкие частоты : $f = (30 \div 300) \text{ кГц}$; километровые или длинные волны – ДВ : $\lambda = (10 \div 1) \text{ км}$.

* СЧ – средние частоты : $f = (300 \div 3000) \text{ кГц}$; гектометровые или средние волны – СВ : $\lambda = (1000 \div 100) \text{ м}$.

* ВЧ – высокие частоты : $f = (3 \div 30) \text{ МГц}$; декаметровые или короткие волны - КВ : $\lambda = (100 \div 10) \text{ м}$.

Далее идет диапазон ультракоротких волн – УКВ, который разбивается на поддиапазоны :

* ОВЧ – очень высокие частоты : $f = (30 \div 300) \text{ МГц}$; метровые волны : $\lambda = (10 \div 1) \text{ м}$.

* УВЧ – ультравысокие частоты : $f = (300 \div 3000) \text{ МГц}$; дециметровые волны : $\lambda = (100 \div 10) \text{ см}$.

* СВЧ – сверхвысокие частоты : $f = (3 \div 30) \text{ ГГц}$; сантиметровые волны : $\lambda = (10 \div 1) \text{ см}$.

* КВЧ – крайне высокие частоты : $f = (30 \div 300) \text{ ГГц}$; миллиметровые волны : $\lambda = (10 \div 1) \text{ мм}$.

* - $f = (300 \div 3000) \text{ ГГц}$; децимиллиметровые волны : $\lambda = (1 \div 0,1) \text{ мм}$.

Кроме этого в современной радиотехнике используются электромагнитные колебания, соответствующие оптическому спектру :

* $f = (3 \cdot 10^3 \div 4 \cdot 10^5) \text{ ГГц}$; $\lambda = 0,1 \text{ мм} \div 0,75 \text{ мкм}$ - инфракрасная область.

* $f = (4 \cdot 10^5 \div 7,5 \cdot 10^5) \text{ ГГц}$; $\lambda = (0,75 \div 0,4) \text{ мкм}$ - видимый свет.

• $f = (7,5 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^6) \text{ ГГц}$; $\lambda = (0,4 \div 0,1) \text{ мкм}$ - ультрафиолетовая область.

Рассмотрим кратко характерные особенности распространения радиоволн в природных условиях, присущие различным диапазонам.

8.4.2. Особенности распространения СДВ и ДВ

* В этом диапазоне волн земная поверхность является хорошо проводящей средой ($tg \sigma \gg 1$).

* Вблизи земной поверхности вектор \vec{E} практически перпендикулярен к ней, и для более эффективной работы линий связи надо использовать антенны с вертикальной поляризацией, что практически не реализуемо в данном диапазоне волн.

* Связь земной волной за счет дифракции осуществляется на расстояния десятков тысяч километров.

* СДВ и ДВ практически полностью отражаются от ионосферы – днем от слоя D , а ночью – E . Суперпозиция земной и ионосферной волн на расстояниях более 1000 км дает интерференционную картину поля.

* ДВ и особенно СДВ проникают в толщу земной поверхности независимо от ее характера (суша или море) на глубину до сотен метров и могут быть использованы для связи с подводными лодками в погруженном состоянии или с какими-либо подземными объектами.

* В связи с невозможностью передачи широкой полосы частот, необходимой для качественной трансляции речи или музыки, ДВ и СДВ используются, главным образом, для целей навигации и телеграфии.

8.4.3. Особенности распространения СВ

* Связь земной волной за счет дифракции осуществляется на расстояниях до 1000 км, а на большие расстояния – ионосферной волной.

* Ионосферная волна поглощается в слое D и отражается в слое E . Поэтому на СВ связь в ночное время лучше.

* На расстояниях $\sim (500 \div 700)$ км поле ионосферной волны с нестабильной фазой, складываясь с полем земной волны, вызывает замирания сигнала. В борьбе с замираниями используются специальные средства автоматической регулировки усиления сигнала, а также прием на систему нескольких разнесенных антенн с последующим сложением сигналов.

* На СВ наблюдается так называемый эффект перекрестной модуляции, связанный с нелинейными свойствами ионизированного газа. При этом сигнал мощной радиостанции модулирует проводимость и коэффициент затухания в области ионосферы, через которую он проходит. Если через эту же область приходит сигнал другой менее мощной радиостанции, то происходит амплитудная перемодуляция этого сигнала, и информация, передаваемая более мощной радиостанцией, прослушивается на другой

рабочей частоте менее мощной радиостанции [7]. В диапазоне ДВ и КВ этого не происходит, так как ДВ не проникают в ионосферу, а на КВ дополнительная скорость электронов при взаимодействии с полем волны более мощной радиостанции на много меньше их собственной тепловой скорости.

* Используются СВ в основном для целей радиовещания.

8.4.4. Особенности распространения КВ

* Связь земной волны на КВ возможна на расстоянии в несколько десятков километров, где напряженность электрического поля сигнала снижается до уровня шумов.

* Основной механизм передачи радиосигнала на КВ – скачковое распространение путем многократного отражения от ионосферы и земной поверхности. При этом радиоволна может несколько раз оббежать поверхность земли, вызывая эффект “кругосветного эха”.

* Две волны, огибая поверхность Земли в противоположных направлениях и складываясь в диаметрально противоположной точке, могут увеличить уровень сигнала по сравнению с уровнем сигнала одной волны (эффект антипода).

* Характерной особенностью распространения КВ является образование так называемой зоны молчания, куда не доходит земная волна и не попадает отраженная от ионосферы, так как на фиксированной рабочей частоте существует критический угол входа волны в ионосферу, и при углах входа, меньших критического, волна в ионосфере не отражается. Протяженность зоны молчания может достигать нескольких сотен километров.

* Существенное влияние на работу КВ линий связи оказывает солнечная активность, вызывающая изменения параметров ионосферы.

* КВ широко применяются в практике радиосвязи и радиовещания несмотря на то, что передача сигналов в этом диапазоне волн связана с глубокими замираниями и помехами, ухудшающими работу радиолиний.

8.4.5. Особенности распространения УКВ

* Земная волна позволяет передавать радиосигналы на расстояния прямой видимости.

* В обычных условиях УКВ не отражаются от ионосферы и поэтому используются для связи с космическими аппаратами.

* В периоды повышенной солнечной активности, когда значительно увеличивается концентрация электронов в ионосфере, УКВ могут отражаться от слоя F , а также от так называемого спорадического (нерегулярного) слоя E_s .

* УКВ могут отражаться от следов сгорающих в атмосфере метеоров, от “полярных сияний”, концентрация электронов в которых достигает соответствующего уровня. Используя эти явления, в некоторых регионах Земли (центральная Африка, Арктика) работают коммерческие линии связи. Также используются образуемые с помощью специальных ракет области искусственной ионизации на высотах $\sim (100 \div 150)$ км.

* Сверхдальнее распространение УКВ наблюдается в так называемых тропосферных линиях связи, когда имеет место явление сверхрефракции.

Если область сверхрефракции простирается на большие расстояния вдоль земной поверхности, то возникает возможность сверхдальнего приема УКВ сигналов, в частности телевизионного изображения.

Распространение волны в этом случае происходит в так называемом тропосферном волноводе (рис.8.26.) со стенками, образованной поверхностью Земли и слоем тропосферы с резко выраженным перепадом скорости изменения коэффициента преломления.

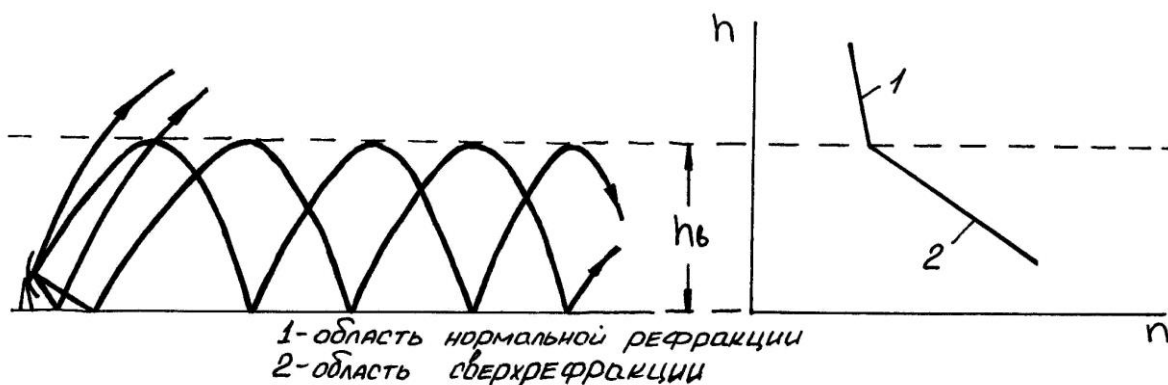


Рис. 8.26. Тропосферный волновод

Как и для обычного волновода, в этом случае существует $\lambda_{кр}$, которая зависит от высоты h_b и определяется эмпирической формулой :

$$\lambda_{кр} [м] = 8 \cdot 10^{-4} h_e^{3/2} [м].$$

На практике h_e достигает нескольких десятков метров, и в таком волноводе могут распространяться дециметровые и сантиметровые волны.

Тропосферные волноводы появляются не регулярно, и поэтому рассчитывать на установление устойчивой связи на УКВ с их помощью не приходится. Кроме того они могут оказывать мешающее действие при работе наземных радиолокационных станций, не пропуская их сигналы выше уровня h_e .

* В настоящее время в условиях ускоряющегося развития средних и больших городов все большую роль в их жизни играют системы связи на УКВ (телевидение, мобильная связь, радиотелефония). Поэтому проводятся углубленные разработки методов прогноза условий распространения радиоволн в городе, ищутся основные закономерности формирования дифракционного многолучевого поля. На базе этих исследований строятся статистические и графические методики расчета поля в применении к конкретным условиям городской среды [6].

* При длине волны $\lambda \leq 10$ см возрастает чувствительность к атмосферным осадкам (дождь, туман, снег) и загрязнению воздуха пылью (возрастает коэффициент затухания). Кроме того миллиметровые и более короткие волны на некоторых частотах в результате резонансных явлений отдают энергию молекулам воды и газов, входящих в состав атмосферы. В результате происходит так называемое селективное поглощение энергии распространяющейся волны.

8.4.6. Некоторые особенности связи с космическими объектами

Расчеты показывают, что при частотах $f > f_H = 100$ МГц ($\lambda_H < 3$ м) полное поглощение в ионосфере незначительно ($\sim 0,1$ дБ), и им можно пренебречь. Эту частоту принимают за нижнюю границу частотного диапазона связи наземных радиостанций с объектами, находящимися за пределами ионосферы.

Верхняя граница частотного диапазона определяется условиями прохождения волны через нижнюю атмосферу и принимается равной

$f_B \sim 10$ ГГц. Если увеличивать высоту расположения радиостанции, то за счет уменьшения плотности и различных примесей потери в тропосфере уменьшаются, что позволяет увеличивать f_B . Так на высоте ~ 5 км можно использовать $f_B \sim 40$ ГГц ($\lambda_B \sim 0,75$ см).

Характерной особенностью приема наземной радиостанцией сигнала со спутника является необходимость учета изменения частоты приема на величину так называемого доплеровского смещения частоты $F_d = f \frac{V}{c}$, где V - относительная скорость передатчика и приемника вдоль соединяющей их прямой линии; f - рабочая частота, c - скорость света. Следует отметить, что в зависимости от направления \vec{V} (сближение или удаление передатчика и приемника) F_d может быть положительной или отрицательной. С появлением F_d изменяются составляющие спектра сигнала и его ширина.

Для обеспечения надежной радиосвязи необходимо расширять полосу приемника и увеличивать мощность передатчика. На практике передатчик заранее настраивается с учетом F_d (рабочая частота передатчика f автоматически изменяется по определенной программе), а в приемнике с расширенной полосой используется АПЧ, хотя это не устраняет деформации спектра сигнала полностью и требует использования сложной дополнительной аппаратуры.

При связи между космическими аппаратами в открытом космосе с точки зрения механизма распространения радиоволн ограничений по выбору частот связи нет, так как плотность электронов в космической среде мала: $N_e \approx (10 \div 100) \text{ эл/см}^3$

Главным фактором, влияющем на ослабление сигнала, здесь является расстояние между точками передачи и приема.

Из соотношения идеальной радиолинии (8.25) получаем ослабление принимаемой мощности:

$$\frac{\bar{P}_B}{\bar{P}_A} = \left(\frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 D_A D_B = \left(\frac{c}{4\pi r f} \right)^2 D_A D_B, \quad (8.71)$$

Библиографический список

1. А.Н. Коваленко, А.Н. Щербицкий. Электродинамика и распространение радиоволн. Часть 1. Основы теории электромагнитного поля. – М.: МИРЭА, 1999 г.
2. А.Н. Коваленко, А.Н. Щербицкий. Электродинамика и распространение радиоволн. Часть 2. Граничные задачи электродинамики. – М.: МИРЭА, 2001 г.
3. В.В. Никольский, Т.И. Никольская. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989 г.
4. Г.П. Грудинская. Распространение радиоволн. – М.: Высшая школа, 1975 г.
5. А.И. Калинин. Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний. – М.: Связь, 1979 г.
6. Г.А. Пономарев и др. Распространение УКВ в городе. – Томск: МП “РАСКО”, 1991 г.
7. Г.А. Ерохин и др. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн. – М.: Радио и связь, 1996 г.
8. М.П. Долуханов. Распространение радиоволн. – М.: Связь, 1972 г.
9. Дж. А. Ратклифф . Магнитно-ионная теория и ее приложения к ионосфере . - М. : ИЛ , 1962 г.

Содержание

Предисловие	3
Часть 3. Распространение радиоволн	4
Глава 7. Дифракция и рефракция электромагнитных волн ...	4
7.1. Содержание, постановка и методы решения задач дифракции ...	4
7.1.1. Поля дифракции	4
7.1.2. Методы решения задач дифракции	6
7.2. Дифракция ПОВ на цилиндре (строгий метод решения)	7
7.2.1. Поле элементарного электрического излучателя, расположенного вблизи цилиндра	11
7.3. Метод физической оптики (приближение Кирхгофа)	13
7.3.1. Дифракция ПОВ на отверстиях в экране	14
7.3.2. Анализ поля дифракции Фраунгофера	18
7.4. Основные понятия геометрической оптики	22
7.4.1. Уравнение эйконала	22
7.4.2. Уравнение луча	24
7.4.3. Радиус кривизны луча	26
7.4.4. Принцип Ферма	29
Глава 8. Распространение радиоволн в природных условиях	32
8.1. Основные факторы, влияющие на распространение радиоволн ...	32
8.1.1. Естественная линия связи	32
8.1.2. Электродинамические параметры земной поверхности ...	33
8.1.3. Строение и электродинамические параметры атмосферы Земли	34
8.1.3.1. Нижняя атмосфера	35
8.1.3.2. Диэлектрическая проницаемость нижней атмосферы	36
8.1.3.3. Верхняя атмосфера (ионосфера)	37
8.1.3.4. Диэлектрическая проницаемость ионосферы	38
8.2. Распространение радиоволн в свободном пространстве ...	42
8.2.1. Соотношение идеальной радиолинии	42
8.2.2. Область пространства, существенно влияющая на распространение радиоволн (доминантная область)	43
8.3. Классификация радиоволн по способам их распространения	47
8.3.1. Земные волны	48
8.3.1.1. Учет неровностей земной поверхности	48
Критерий Релея	49

8.3.1.2. Поле излучателя, высоко поднятого над поверхностью Земли..	50
Интерференционная формула Введенского	52
Учет кривизны поверхности Земли..	53
8.3.1.3. Поле излучателя, расположенного вблизи поверхности Земли	56
8.3.2. Тропосферные волны	57
8.3.2.1. Эквивалентный радиус Земли	57
8.3.2.2. Виды тропосферной рефракции	58
8.3.3. Ионосферные волны	63
8.3.3.1. Рефракция и отражение радиоволн в ионосфере	63
8.3.3.2. Поглощение радиоволн в ионосфере	65
8.3.3.3. Распространение радиоволн в ионосфере с учетом магнитного поля Земли	66
Распространение волны вдоль магнитного поля Земли	66
Эффект Фарадея	69
Распространение волны поперек магнитного поля Земли	71
8.4. Особенности распространения радиоволн различных диапазонов	74
8.4.1. Классификация радиоволн по частоте (длине волны)	74
8.4.2. Особенности распространения СДВ и ДВ	75
8.4.3. Особенности распространения СВ	76
8.4.4. Особенности распространения КВ	77
8.4.5. Особенности распространения УКВ	77
8.4.6. Некоторые особенности связи с космическими объектами	79
Библиографический список	81

Александр Николаевич Коваленко
Александр Николаевич Щербицкий

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Часть 3
РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Учебное пособие

Редактор А.Н. Коваленко
Литературный редактор

Изд. лицензия № 020456 от 04.03.97.
Подписано к печати Формат 60 x 84 1/16
Бумага офсетная . Печать офсетная . Усл. печ. л.
Усл. кр. – отт. Уч.- изд. л. Тираж экз.
С 579

Московский государственный институт радиотехники ,
электроники и автоматики (технический университет)

117454 Москва , просп. Вернадского , 78