

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ**

РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА РАДИОФИЗИКИ

Л.А.Бабенко

**ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ
РАДИОВОЛН**

**НАПРАВЛЯЕМЫЕ ВОЛНЫ
ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ
РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН**

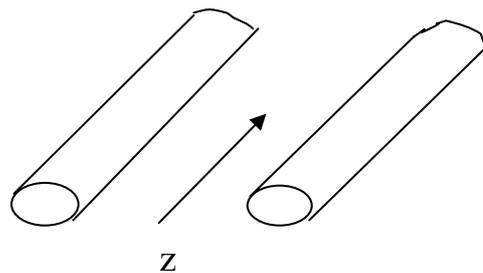
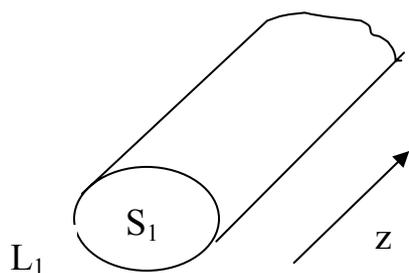
Конспект лекций. Часть III

Содержание

<p>1. Направляемые волны. Характер волн вдоль продольно однородной структуры. Поперечные электромагнитные волны. Поперечные магнитные волны. Поперечные электрические волны. Прямоугольный волновод. ТМ - волны в прямоугольном волноводе. ТЕ - волны в прямоугольном волноводе. Круглый волновод. Токи на стенках волновода. Диэлектрический волновод.</p>	3 -20
<p>2. Поле излучения элементарных излучателей. Элементарный электрический диполь. Элементарный магнитный диполь.....</p>	20 -27
<p>3. Распространение радиоволн. Классификация радиоволн по диапазонам частот и способу распространения. Земные радиоволны. Влияние тропосферы. Радиоволны в ионосфере. Диапазонные особенности распространения радиоволн.....</p>	27 -48
<p>Рекомендуемая литература.....</p>	49

Электромагнитные волны в направляющих структурах.

Обсудим класс решений однородного скалярного уравнения Гельмгольца $\nabla^2 \dot{i}_m + k^2 \dot{i}_m = 0$. Прежде был проведен анализ процесса, зависящего только от одной координаты. Рассмотрим более сложные процессы. Будем искать решение для пространственной структуры, однородной в направлении z (все сечения структуры плоскостью $z = \text{const}$ тождественны).



В и (или) вне обобщенного цилиндра

Наличие нескольких подобластей

Параметр k имеет постоянное значение в подобластях, \dot{i}_m на границах удовлетворяет заданным условиям.

Предположим, что решение можно представить в виде произведения двух функций разных аргументов $\dot{i}_m(x, y, z) = T(x, y) Z(z)$.

Тогда уравнение можно представить в виде

$$Z(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + k^2)T + d^2Z/dz^2 T = 0.$$

Разделим все члены на TZ и введем обозначение $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Теперь имеем

$$1/T (\nabla_{\perp}^2 T + k^2 T) + 1/Z d^2Z/dz^2 = 0$$

В последнем равенстве переменные разделены: оба слагаемых – функции разных аргументов. Изменяя z нельзя повлиять на первый член, он сохраняет при этом постоянное значение. Тогда из равенства следует, что постоянным остается и второй член, т.е. он равен некоторой константе.

Обозначим $1/Z d^2Z/dz^2 = -\Gamma^2$.

Тогда первый член равен противоположной константе (Γ^2). Получаем два независимых уравнения

$$d^2Z/dz^2 + \Gamma^2 Z = 0, \quad \nabla_{\perp}^2 T + \chi^2 T = 0. \quad \chi^2 = k^2 - \Gamma^2.$$

Если решения этих уравнений T и Z найдены, то найдено и решение первоначального уравнения Гельмгольца $\dot{y}_m = TZ$. Используемый прием решения называется *методом разделения переменных*.

Итак, удалось выяснить некоторые общие черты решений уравнения Гельмгольца в классе продольно однородных структур. Вид решения обыкновенного дифференциального уравнения для Z известен. Запишем его в экспоненциальной форме $Z = \dot{A} \exp(-i\Gamma z) + \dot{B} \exp(i\Gamma z)$. \dot{A} и \dot{B} - неопределенные константы.

Поэтому $\dot{y}_m = \dot{A} T(x,y) \exp(-i\Gamma z) + \dot{B} T(x,y) \exp(i\Gamma z)$.

По форме два члена решения – комплексные амплитуды волн. Это неоднородные волны, так как их амплитуды зависят от поперечных координат x, y . Если Γ – вещественная величина, то она играет такую же роль, как k – волновое число. При комплексном $\Gamma = \Gamma' - i\Gamma''$ ($\Gamma', \Gamma'' > 0$) имеем $\Gamma' = \omega / v_\phi = 2\pi / \Lambda$, где Λ - длина волны, v_ϕ – ее фазовая скорость, Γ'' - коэффициент затухания. Величина Γ называется *продольным волновым числом*, или *постоянной распространения*.

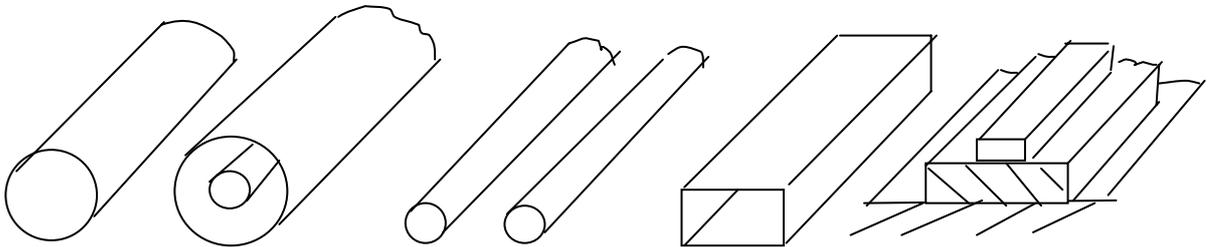
Параметр χ - *поперечное волновое число*.

Итак, трехмерная задача о распространении волн в продольно однородной структуре сведена к рассмотрению двумерного уравнения Гельмгольца. При этом неизвестны функция $T(x,y)$ и параметр χ^2 . Само по себе уравнение $\nabla_\perp^2 T + \chi^2 T = 0$ не имеет определенных решений. Необходимо поставить *краевую (граничную) задачу*. Например, если задать на контуре L_\perp обобщенного цилиндра $T = 0$, будет сформулирована задача Дирихле. Предположим, что задача внутренняя, т.е. решение T ищется внутри цилиндра. Тогда задача имеет бесконечное множество решений T_n , каждое из которых реализуется при определенном значении параметра χ^2 . Решения T_n называются *собственными функциями*, а соответствующие им значения χ_n^2 параметра χ^2 – *собственными значениями*. Если разным собственным функциям соответствуют одинаковые собственные значения, то последние называются *вырожденными*.

Если на контуре L_\perp задано $\partial T / \partial \nu = 0$ – то это краевая задача Неймана. Это задача также порождает систему собственных функций, которым отвечают собственные значения.

Если фигурирует несколько подобластей i и для каждой из них k принимает свое значение k_i , то возникают разные поперечные числа $\chi_i^2 = k_i^2 - \Gamma^2$. Постоянная распространения Γ является общей для всей продольно однородной структуры. В противном случае было бы невозможно связать решения в подобластях граничными условиями на поверхности их раздела.

Продольно однородной структурой, направляющей неоднородную волну, может быть плоская граница раздела двух сред. Практическое значение имеют полые волноводы – металлические трубы того или иного поперечного сечения, диэлектрические волноводы, коаксиальные и полосковые линии.



Рассмотрим электромагнитные волны в продольно однородной структуре. Комплексные векторы поля $\dot{\vec{E}}_m, \dot{\vec{H}}_m$ удовлетворяют однородным уравнениям Максвелла, записанным в комплексной форме:

$$\text{rot} \dot{\vec{E}}_m = -i\omega\mu_0\mu_r \dot{\vec{H}}_m, \quad \text{rot} \dot{\vec{H}}_m = i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \dot{\vec{E}}_m$$

Продольная зависимость всех компонент поля описывается множителем $\exp(-i\Gamma z)$ (если рассматриваются волны одного направления), следовательно, дифференцирование по переменной z в этих уравнениях сводится к умножению на $(-i\Gamma z)$. Вместо двух векторных запишем шесть скалярных уравнений. Например, x –

проекция первого уравнения
$$\frac{\partial \dot{E}_{mz}}{\partial y} + i\Gamma \dot{E}_{my} = -i\omega\mu_0\mu_r \dot{H}_{mx}$$

В результате некоторых преобразований выразим из этих уравнений поперечные компоненты поля через продольные и запишем полученные соотношения в векторной форме.

$$\dot{\vec{E}}_{m\tau} = -i \frac{\Gamma}{\chi^2} \nabla_{\perp} \dot{E}_{mz} - \frac{i\omega\mu_0\mu_r}{\chi^2} \text{rot}_{\perp} \dot{\vec{H}}_{mz} \quad \dot{\vec{H}}_{m\tau} = \frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{\chi^2} \text{rot}_{\perp} \dot{\vec{E}}_{mz} - i \frac{\Gamma}{\chi^2} \nabla_{\perp} \dot{H}_{mz}$$

$$\dot{\vec{E}}_{m\tau} = \dot{\vec{E}}_{mx} + \dot{\vec{E}}_{my}, \quad \dot{\vec{H}}_{m\tau} = \dot{\vec{H}}_{mx} + \dot{\vec{H}}_{my}$$

Индекс (\perp) употреблен здесь в качестве знака отсутствия производных по z . Выражения для продольных компонент уже не связаны с определенным выбором поперечных координат: вместо переменных x и y можно взять произвольные криволинейные ортогональные координаты в плоскости $z = \text{const}$.

Волна, переносящая энергию в направлении z , обязательно должна иметь как поперечную электрическую $\dot{\vec{E}}_{m\tau}$, так и поперечную магнитную компоненты $\dot{\vec{H}}_{m\tau}$.

В противном случае вектор Пойнтинга $\vec{\Pi} = \vec{z}_0 \Pi = 0$. Как видно из последних соотношений, при этом достаточно, чтобы электромагнитное поле имело только одну продольную компоненту – либо H_z , либо E_z . Общее решение может рассматриваться как наложение двух частных, для одного из которых $E_z \neq 0, H_z = 0$ – класс E - волн, или *электрических* волн (TM - волны), а для другого $H_z \neq 0, E_z = 0$ – класс H - волн, или *магнитных* волн (TE – волны). Волновые процессы, имеющие как электрическую, так и магнитную продольные компоненты, называют *гибридными* волнами.

Простейшая электромагнитная волна в свободном пространстве, которая является продольно однородной структурой, лишена продольных компонент ($E_z = 0, H_z = 0$). Она относится к классу T - волн (TEM - волн – *поперечно-электромагнитные* волны). Существование таких волн возможно при $\chi^2 = 0$. При этом $\Gamma = k$, т.е. любые T -волны распространяются в среде с той же фазовой скоростью, что и плоская однородная волна.

В отличие от T - волн для всех остальных волновых процессов $\Gamma = (k^2 - \chi^2)^{1/2}$. Если рассматривать незатухающие волны, для которых Γ – вещественная величина, то при $\chi^2 > 0 \rightarrow \Gamma < k$, фазовая скорость рассматриваемой волны $v_\phi > v$ – больше скорости T – волны в рассматриваемой среде. Это быстрые волны. При $\chi^2 < 0$, т.е. при мнимых поперечных волновых числах, $v_\phi < v$ – это медленные волны.

Мы познакомились с этими категориями на примере простейших направляемых волн. В плоском полом волноводе может распространяться T – волна (это структура с двумя проводниками) и существует множество решений в виде E – и H – волн. Для E - и H - волн в любых экранированных структурах с однородной средой при идеальной проводимости оболочки $\chi^2 > 0$.

$$\text{Запишем } \Gamma = k [1 - (\chi / k)^2]^{1/2} = k [1 - (f_{\text{кр}}/f)^2]^{1/2} = k [1 - (\lambda / \lambda_{\text{кр}})^2]^{1/2},$$

где $\lambda = 2\pi / k$ – длина T - волны в среде («рабочая» длина волны).

$f_{\text{кр}} = \chi c / [2\pi (\epsilon_r \mu_r)^{1/2}]$, $\lambda_{\text{кр}} = 2\pi / \chi$ – это критическая частота и критическая длина волны. С понижением частоты f постоянная распространения Γ проходит через 0 при $f = f_{\text{кр}}$, а затем становится чисто мнимой величиной. Поле при этом теряет обычный волновой характер, не переносит энергии и экспоненциально затухает.

Для быстрой волны, существующей при $f > f_{\text{кр}}$,

$$\Lambda = \lambda / [1 - (f_{\text{кр}}/f)^2]^{1/2} = \lambda / [1 - (\lambda / \lambda_{\text{кр}})^2]^{1/2}, \quad v_{\text{ф}} = v / [1 - (f_{\text{кр}}/f)^2]^{1/2} = v / [1 - (\lambda / \lambda_{\text{кр}})^2]^{1/2}.$$

Любая из компонент векторов $\dot{\vec{E}}_m, \dot{\vec{H}}_m$ свободного электромагнитного процесса в продольно однородной структуре может быть представлена в виде

$$\dot{u}_m = \dot{A}T(x, y)e^{-iz\Gamma} + \dot{B}T(x, y)e^{-iz\Gamma}$$

Будем рассматривать электромагнитные волны, распространяющиеся в направлении

$$z: \quad \dot{\vec{E}}_m = \dot{\vec{E}}(x, y)e^{-iz\Gamma}, \quad \dot{\vec{H}}_m = \dot{\vec{H}}(x, y)e^{-iz\Gamma}$$

Для величин, зависящих от поперечных координат $\dot{\vec{E}}(x, y), \dot{\vec{H}}(x, y)$, справедливы

$$\text{уравнения} \quad \nabla_{\perp}^2 \dot{\vec{E}} + \chi^2 \dot{\vec{E}} = 0, \quad \nabla_{\perp}^2 \dot{\vec{H}} + \chi^2 \dot{\vec{H}} = 0$$

Параметр χ связан с волновыми числами $\chi^2 = k^2 - \Gamma^2$.

Рассмотрим E - волны. В этом случае $\dot{H}_{mz} = 0$. Добавим к обеим частям уравнения, описывающего связь между продольной и поперечными компонентами поля величину $\dot{\vec{E}}_{mz}$, ($\dot{\vec{E}}_m = \dot{\vec{E}}_{m\tau} + \dot{\vec{E}}_{mz}$). При этом получаем соотношения для комплексных векторов

$$\dot{\vec{E}}_m = \left(\vec{z}_0 \dot{E}_z - i \frac{\Gamma}{\chi^2} \nabla_{\perp} \dot{E}_z \right) e^{-iz\Gamma},$$

$$\dot{H}_m = \frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{\chi^2} \text{rot}_{\perp} \dot{\vec{E}}_z e^{-iz\Gamma} = -\frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}{\chi^2} \vec{z}_0 \times \nabla_{\perp} \dot{E}_z e^{-iz\Gamma}$$

Очевидно, что $Z^E = \Gamma/(\omega\varepsilon_0\varepsilon_r)$ – поперечные компоненты векторов \vec{E} и \vec{H} ортогональны. Скалярные величины $\dot{E}_{m\tau}$ и $\dot{H}_{m\tau}$ отличаются постоянным множителем Z^E , который называется волновым сопротивлением в классе E - волн. Чтобы определить электромагнитное поле, необходимо знать \dot{E}_z и поперечное волновое число χ . Пусть все проводники являются идеальными, внутренняя среда по постановке задачи – однородная. Проецируем уравнение для $\dot{\vec{E}}_z$ на ось z и учитываем условие на границе с проводником

$$\nabla_{\perp}^2 \dot{E}_z + \chi^2 \dot{E}_z = 0, \dot{E}_z = 0 \text{ на } L_{\perp}.$$

Это формулировка первой краевой задачи (задачи Дирихле) для скалярного уравнения Гельмгольца. Под L_{\perp} понимается идеально проводящий контур поперечного сечения полого волновода или совокупность контуров в более сложных задачах.

Прямоугольный волновод.

Среди полых волноводов наиболее распространен прямоугольный волновод, металлическая труба прямоугольного сечения. В прямоугольном волноводе с идеально проводящей оболочкой могут существовать только волны классов E - и H -. Так как поперечные составляющие векторов поля выражаются через продольные, то для вычисления поля этих волн достаточно определить составляющую \dot{E}_{mz} или \dot{H}_{mz} соответственно.

Рассматривая E - волны, мы должны решить краевую задачу Дирихле.

$$\partial^2 E_z / \partial x^2 + \partial^2 E_z / \partial y^2 + \chi^2 E_z = 0, \quad E_z = 0 \text{ на прямоугольном контуре } L.$$

Это двумерное уравнение Гельмгольца для продольной компоненты вектора электрического поля. Правая часть уравнения равна 0, так как по предположению сторонние источники расположены за пределами рассматриваемой части волновода.

Фактически задача состоит в нахождении *собственных волн* прямоугольного волновода. Для решения уравнения применим *метод разделения переменных*. Положим $E_z(x,y) = X(x)Y(y)$.

После деления обеих частей уравнения на произведение XY , получим

$$(1/X) d^2X / dx^2 + (1/Y) d^2Y/dy^2 = -\chi^2.$$

Так как переменные x и y являются независимыми, то левая часть представляет собой сумму двух независимых функций, а правая равна постоянной. Это возможно, если каждая из функций равна постоянной:

$$d^2X/dx^2 + \chi_x^2 X = 0, \quad d^2Y/dy^2 + \chi_y^2 Y = 0,$$

где χ_x, χ_y – некоторые, пока неизвестные постоянные, удовлетворяющие равенству $\chi_x^2 + \chi_y^2 = \chi^2$.

Общее решение можно выразить в тригонометрической форме:

$$X = A \cos(\chi_x x) + B \sin(\chi_x x), \quad Y = C \cos(\chi_y y) + D \sin(\chi_y y).$$

A, B, C, D – некоторые постоянные. Продольная компонента E_z является касательной ко всем стенкам волновода. Поэтому должны выполняться следующие краевые условия:

$$E_z(0,y) = 0, \quad E_z(x,0) = 0 \rightarrow X(0) = 0, \quad Y(0) = 0 \rightarrow A = 0, \quad C = 0.$$

$$E_z(a,y) = 0, \quad E_z(x,b) = 0 \rightarrow B \sin(\chi_x a) = 0, \quad D \sin(\chi_y b) = 0.$$

где $0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b$, a, b – размеры поперечного сечения волновода.

Постоянные B, D должны быть отличны от 0, иначе продольная компонента электрического поля будет равна 0, что невозможно в случае E – волн. Поэтому имеют место соотношения $\sin(\chi_x a) = 0, \sin(\chi_y b) = 0$, которые выполняются при $\chi_x a = m \pi, (m = 0, 1, 2, \dots)$ и $\chi_y b = n \pi (0, 1, 2, \dots)$.

Таким образом, мы находим значения постоянных

$$\chi_x = m \pi / a, m = 1, 2, 3, \dots \quad \chi_y = n \pi / b, n = 1, 2, 3, \dots$$

Значения $m = 0, n = 0$ не годятся, так как в этом случае $E_z = 0$ во всех точках внутри волновода.

Итак, продольная составляющая электрического поля

$$E_z^{mn}(x,y) = E_0^{mn} \sin(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b); \quad \chi_{mn}^2 = (m \pi / a)^2 + (n \pi / b)^2.$$

Зная собственные функции E_z^{mn} и соответствующие им собственные значения χ_{mn}^2 , можно записать полное электромагнитное поле. При той постановке задачи, которая была использована, постоянную E_0^{mn} определить нельзя. Для ее нахождения требуются дополнительные данные, например, более конкретные сведения об источнике, создающем рассматриваемую волну.

Продольное волновое число $\Gamma_{mn} = k [1 - (f_{кр}^{mn} / f)^2]^{1/2} = k [1 - (\lambda / \lambda_{кр}^{mn})^2]^{1/2}$, критическая частота для определенного типа колебаний

$$f_{кр}^{mn} = [c/2\pi(\epsilon_r \mu_r)^{1/2}] [(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2]^{1/2},$$

$\lambda_{кр}^{mn} = 2 / [(m/a)^2 + (n/b)^2]^{1/2}$ - критическая длина волны

Анализ H – волн в прямоугольном волноводе требует решения второй краевой задачи для H_z . Решение уравнения строится так же, как для E – волн. Изменяются только краевые условия. По-прежнему на стенках волновода касательные составляющие вектора \vec{E} должны обращаться в 0. Но искомой является функция H_z , поэтому краевые условия следует преобразовать в условия для этой функции. Для H - волн поперечные составляющие электрического вектора выражаются через продольную составляющую магнитного поля соотношением

$$\chi_{\perp}^2 \vec{E}_{m\perp} = -i\omega\mu_0\mu_r \vec{z}_0 \times \text{grad}_{\perp} \dot{H}_{mz}.$$

Это позволяет записать следующие граничные условия:

$$\partial H_z / \partial x = 0 \text{ при } x = 0, a, \quad \partial H_z / \partial y = 0 \text{ при } y = 0, b.$$

Результат решения этой краевой задачи

$$H_z^{mn} = H_0^{mn} \cos(m\pi x/a) \cos(n\pi y/b); \quad \chi_{mn}^2 = (m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2.$$

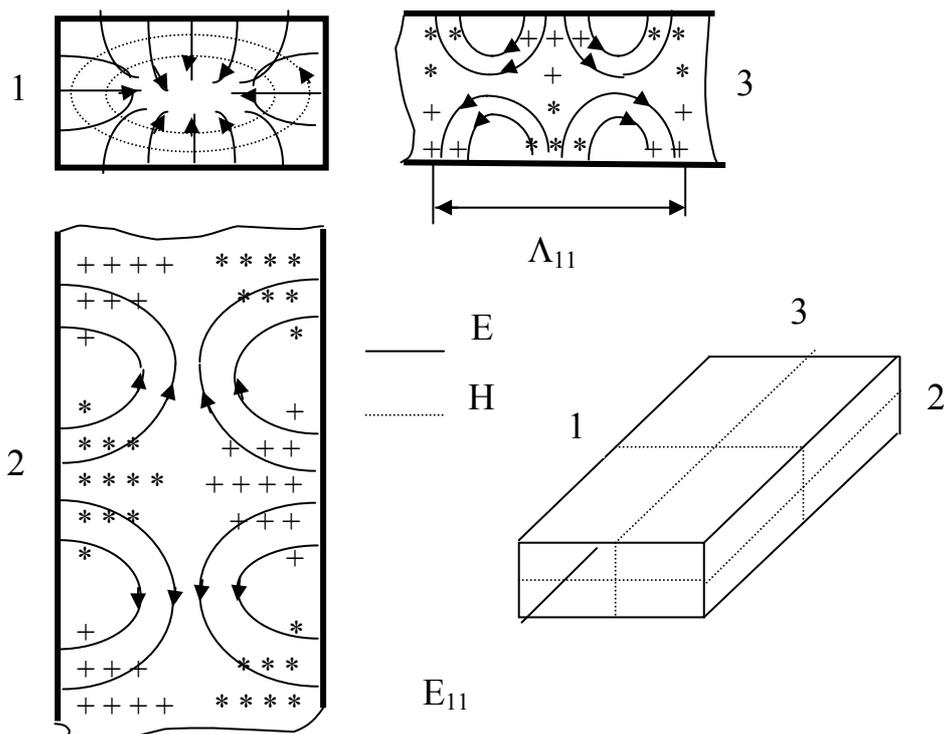
$m = (0), 1, 2, \dots$ $n = (0), 1, 2, \dots$ В случае H - волн m и n могут принимать нулевые значения. Однако они не могут равняться 0 одновременно: при этом составляющая H_z не зависит от переменных x и y и вектор электрического поля будет тождественно равен 0, что невозможно. H_0^{mn} - неопределенная постоянная. Постоянная распространения Γ_{mn} , критическая частота $f_{кр}^{mn}$ и критическая длина волны $\lambda_{кр}^{mn}$ такие же, как для волн класса E . Волновое сопротивление в H - классе

$$Z_{mn}^H = \omega\mu_0\mu_r / \Gamma_{mn} = Z_{c0} [1 - (f_{кр}^{mn} / f)^2]^{-1/2} = Z_{c0} [1 - (\lambda / \lambda_{кр}^{mn})^2]^{-1/2}, \quad Z_{c0} = 120 \pi (\mu_r \epsilon_r)^{1/2}.$$

Итак, в прямоугольном волноводе возможно существование различных E – и H – волн, структура поля которых зависит от значений индексов m и n . Каждая пара

значений индексов m и n определяет тип волны E_{mn} или H_{mn} , при этом у E – волн $m, n \geq 1$, а у H – волн один из индексов может равняться 0. Структура поля в поперечном сечении (при фиксированном значении координаты z) аналогична структуре стоячей волны. Индекс m равен числу полуволн ($\lambda_x/2 = a/m$), укладываемых на поперечном размере «а» стенки, параллельной оси x . Индекс n равен числу полуволн ($\lambda_y/2 = b/n$), укладываемых на поперечном размере «b» стенки, параллельной оси y . Равенство 0 одного из индексов означает, что поле рассматриваемой волны не зависит от соответствующей координаты. Изменение всех составляющих комплексных амплитуд векторов поля вдоль оси z описывается множителем $\exp(-i\Gamma z)$. Распространение волны происходит только при $\lambda < \lambda_{кр}^{mn}$ (предполагается, что в волноводе отсутствуют потери энергии). Критическая длина волны зависит от размеров a и b и от индексов m и n . При увеличении значений индексов и фиксированных размеров волновода значение $\lambda_{кр}^{mn}$ уменьшается. Наибольшую критическую длину среди всех возможных волн при $a > b$ имеет волна H_{10} . $\lambda_{кр}^{10} = 2a$. Волну, имеющую наибольшую $\lambda_{кр}^{mn}$, называют *основной волной* рассматриваемой линии передачи (или *волной низшего типа*). Таким образом, при $a > b$, основной волной прямоугольного волновода является волна H_{10} . При $\lambda > \lambda_{кр}^{mn}$ волна не распространяется, образуется стоячая волна, амплитуды составляющих векторов \vec{E} и \vec{H} которой экспоненциально убывают вдоль оси z .

Электромагнитное поле в волноводе наглядно изображается эпюрами его силовых линий в поперечном и продольном сечениях. Все магнитные силовые линии обязательно замкнутые кривые. Электрические силовые линии начинаются и заканчиваются перпендикулярно стенкам волновода, либо они замкнутые. В E -классе вектор \vec{H} не имеет продольной компоненты, все магнитные силовые линии лежат в поперечных плоскостях. Из соображения симметрии ясно, что центром семейства магнитных силовых линий должна быть средняя точка сечения. В классе E простейшим является тип поля E_{11} . Этот тип служит «элементарной ячейкой». Тип поля H_{11} не является простейшим, но структура поля H_{11} также играет роль элементарной ячейки при анализе более сложных структур.



Все типы волн в прямоугольном волноводе, за исключением H_{m0} и H_{0n} вырождены дважды. E - и H – волны являются попарно вырожденными: разным собственным функциям E_z^{mn} , H_z^{mn} при одних m и n соответствуют равные собственные значения χ_{mn}^2 . Поэтому разные по структуре поля волны E_{mn} и H_{mn} имеют одинаковые постоянные распространения Γ_{mn} , следовательно, равные фазовые скорости. Это справедливо для волноводов с идеальной оболочкой. Вырождение снимается при переходе к реальному металлическому волноводу.

С повышением частоты или увеличением поперечных размеров волновода растет отношение Γ / χ . В пределе отношение продольных компонент к поперечным стремится к 0. Волны классов E - и H - переходят в T - волны. При фиксированной частоте f только для некоторых достаточно малых m и n выполняется условие $f > f_{кр}$ ($f_{кр}^{mn} = [c / [2\pi (\epsilon_r \mu_r)^{1/2}]] [(m\pi / a)^2 + (n\pi / b)^2]^{1/2}$), лишь для конечного числа типов Γ_{mn} вещественное и только эти типы имеют характер распространяющейся волны, переносящей энергию. Если $a > b$, волна с наименьшей критической частотой реализуется в классе H -. $f_{кр}^{\min} = f_{кр}^{10} = [c / (\epsilon_r \mu_r)^{1/2}] (1/2a)$.

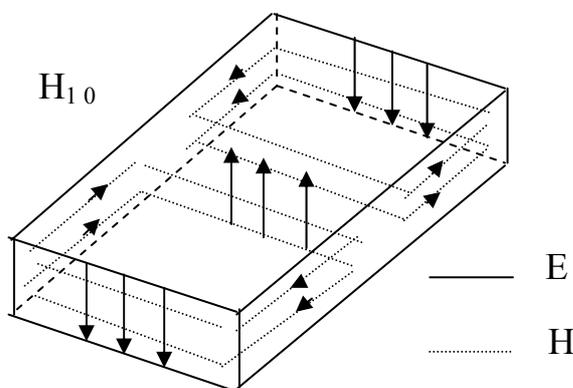
Основная волна в волноводе

При $a > b$ основной волной прямоугольного волновода является волна H_{10} . Она имеет наибольшую критическую длину волны, равную $2a$. Это означает, что, если $\lambda > 2a$, то передача энергии по волноводу невозможна. На заданной частоте размеры поперечного сечения волновода, при которых возможна передача энергии по прямоугольному волноводу, для этой волны можно выбрать наименьшими. Отличительное свойство основной волны – однородность поля в направлении y .

$$\dot{\vec{E}}_m = \vec{y}_0 E_0 \sin(\pi x / a) \exp(-i\Gamma_{10} z)$$

$$\dot{\vec{H}}_m = (E_0 / Z_{10}^H) [-\vec{x}_0 \sin(\pi x / a) + \vec{z}_0 (i\pi / \Gamma_{10} a) \cos(\pi x / a)] \exp(-i\Gamma_{10} z).$$

Согласно уравнениям Максвелла замкнутые линии магнитного поля должны охватывать токи проводимости или токи смещения. В волноводе замкнутые линии магнитного поля пронизываются токами смещения. В случае волны H_{10} линии магнитного поля охватывают токи смещения, текущие между широкими стенками параллельно оси y . В распространяющейся волне максимальная плотность тока смещения получается в центре замкнутых магнитных силовых линий, где напряженность электрического поля равна 0. Это следует из того, что вектор плотности тока смещения $\dot{\vec{j}}_m^{cm} = i\omega\epsilon_0\epsilon_r \dot{\vec{E}}_m$ и, следовательно, сдвинут по фазе относительно вектора напряженности электрического поля на угол $\pi / 2$, т.е. расстояние между максимумом плотности тока смещения и максимумом напряженности электрического поля вдоль оси z в фиксированный момент времени равно $\lambda / 4$.

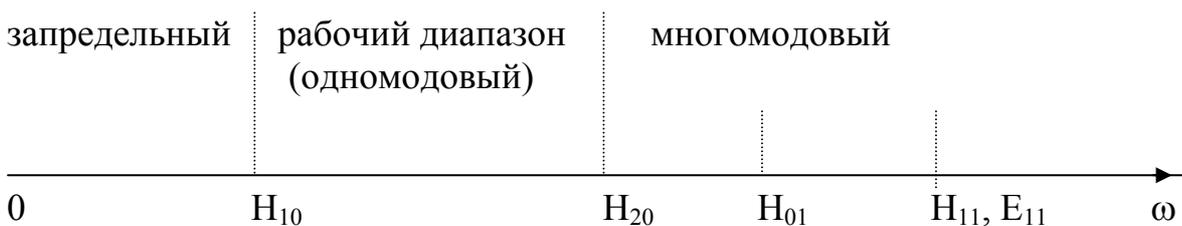


Если частота сигнала $f > f_{кр}^{10}$ (т.е. больше критической для основного типа), но меньше критической частоты любого высшего типа $f < f_{кр}^{mn}$, то только основной тип

будет распространяющимся. Такой режим работы волновода называется одноволновым (одномодовым). Обычно размеры волновода выбирают так, чтобы на рабочей частоте обеспечивался одномодовый режим работы (волны разных типов имеют разные скорости, что приводит к сильному искажению формы передаваемых сигналов). Если размер $a \geq 2b$ (как обычно и делают), то ближайшим высшим типом будет H_{20} .

Тип волны	H_{10}	H_{01}	H_{11}, E_{11}	H_{20}	H_{02}
$\lambda_{кр}$	$2a$	$2b$	$2ab(a^2+b^2)^{-1/2}$	a	b

Одномодовый режим обеспечивается в диапазоне частот $f_1 = c/2a$ и $f_2 = c/a$, отношение которых равно 2, т.е. ширина рабочего диапазона составляет одну октаву.



Например, стандартный волновод 3^x см диапазона волн имеет размер поперечного сечения 23×10 мм. Рабочий диапазон для одномодового режима $a < \lambda < 2a \rightarrow 23 < \lambda < 46$ мм, $6.5 \text{ ГГц} < f < 13 \text{ ГГц}$.

Круглый волновод.

При анализе волн в круглом волноводе обычно считают, что заполняющая его среда – идеальный диэлектрик, а оболочка обладает бесконечной проводимостью. В таком волноводе возможно раздельное существование E - и H – волн и невозможно существование TEM – волны. При анализе естественно использовать цилиндрическую систему координат, совместив ось z с продольной осью волновода. Как и в случае прямоугольного волновода, рассматривая E – и H – волны, необходимо получить собственные функции и отвечающие им собственные значения, порождаемые краевой задачей. Контур L_{\perp} здесь – окружность. Решение

проводится методом разделения переменных, определяется функция поперечных координат $T(r, \varphi) = R(r) \Phi(\varphi)$.

После разделения переменных для определения $R(r)$ получается уравнение Бесселя, решением которого являются цилиндрические функции. Решение уравнения для $\Phi(\varphi)$ может быть записано через тригонометрические, либо показательные функции переменной φ . $T(r, \varphi) = \mathfrak{J}_n(\chi r) A(\varphi)$,

$$A(\varphi) = C \cos n\varphi + D \sin n\varphi, \text{ либо } A(\varphi) = C' \exp(-in\varphi) + D' \exp(in\varphi)$$

Запишем решение краевой задачи для E – волн:

$$E_z^{nm} = E_0^{nm} \mathfrak{J}_n(B_{nm}r/a) \cos_{\sin}(n\varphi) = E_0^{nm} \mathfrak{J}_n(B_{nm}r/a) \exp(-in\varphi) \exp(in\varphi) \cdot (\chi_{nm}^E)^2 = (B_{nm}/a)^2.$$

Здесь подразумевается любая комбинация функций, расположенных в столбцах.

Цилиндрическая функция первого рода $\mathfrak{J}_n(r)$ – функция Бесселя n – го порядка. Эти функции ограничены при $r \rightarrow 0$. B_{nm} – m -й корень функции Бесселя: $\mathfrak{J}_n(B_{nm})=0$, a – радиус цилиндрического волновода.

Зависимость структуры поля волны от угла φ определяется индексом n . Поперечное сечение волновода можно условно разделить на n секторов с одинаковой структурой поля в каждом секторе, поле волны периодически по углу φ с периодом $2\pi/n$. Равенство нулю индекса n означает, что структура поля волны обладает осевой симметрией (не зависит от угла φ).

На распределение составляющих векторов поля вдоль радиуса в интервале $[0, a]$ влияют оба индекса n , m , при этом n определяет порядок функции Бесселя, а m – число вариаций составляющих векторов поля при изменении r от 0 до a : при $m = 1$ составляющие векторов поля не изменяют знак (одна вариация), при $m = 2$ они один раз изменяют знак (две вариации) и т. д.

Каждому типу волны соответствует своя критическая длина волны $\lambda_{кр}^{Enm} = 2\pi a/B_{nm}$ и критическая частота $f_{кр}^{Enm} = [c/2\pi(\epsilon_r \mu_r)^{1/2}] (B_{nm}/a)$.

Для продольной компоненты H_z^{nm} волн H - класса можно записать аналогичное выражение. Отличие заключается в том, что в аргументе функции Бесселя

множителем должны стоять A_{nm} - корни уравнения $\mathfrak{Z}'_n(A_{nm}) = 0$. Критическая длина волны и критическая частота также отличаются заменой на этот множитель:

$B_{nm} \rightarrow A_{nm}$. В круглом волноводе возможно существование H – волн различной структуры H_{nm} , индекс n совпадает с порядком функции Бесселя, а m – с номером нуля первой производной функции Бесселя n -го порядка. $n = 0, 1, 2, \dots, m = 1, 2, 3, \dots$. Низшим типом среди не только H -, но и всех волн в круглом волноводе является волна H_{11} . Структура поля этой волны близка к структуре поля H_{10} в прямоугольном волноводе. $\min f_{кр}^{nm} = f_{кр}^{H_{nm}} = [c/2\pi(\epsilon_r \mu_r)^{1/2}] (A_{11}/a) = [c/2\pi(\epsilon_r \mu_r)^{1/2}] (1.841/a)$. Относительный диапазон одноволнового режима равен 1.3, т.е. сравнительно узок. Волна H_{11} круглого волновода в отличие от волны H_{10} прямоугольного *поляризационно неустойчива*: небольшие деформации оболочки могут вызвать заметные повороты структуры поля. Это связано с поляризационным вырождением, которое свойственно всем волнам круглого волновода за исключением азимутально-однородных (каждый несимметричный тип H_{nm} и E_{nm} ($n \neq 0$) двукратно вырожден, т.е. каждому типу соответствуют две независимые волны, отличающиеся поляризацией: $\cos n\varphi$ и $\sin n\varphi$. Отсюда поляризационная неустойчивость: деформации оболочки приводят к повороту структуры поля вокруг оси z). Заметим, что волны H_{0m} и E_{1m} вырождены по фазовой скорости (имеют одинаковую критическую частоту). Это вытекает из того, что $\mathfrak{Z}'_0(u) = -\mathfrak{Z}'_1(u)$, и соответствующие корни совпадают.

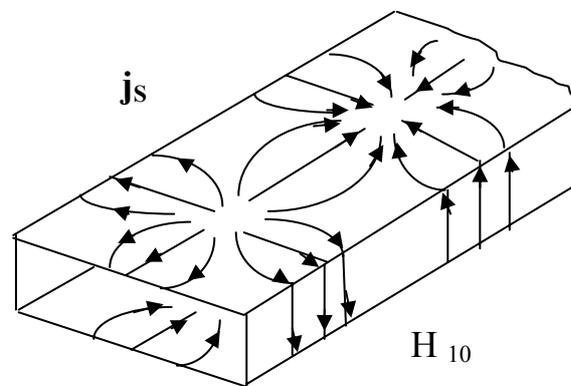
Токи на стенках волновода.

Каждому типу волны, распространяющейся в волноводе, соответствует определенная структура токов проводимости на его стенках. В случае идеально проводящих стенок токи проводимости являются поверхностными. Плотность поверхностного тока пропорциональна тангенциальной составляющей вектора напряженности магнитного поля у поверхности проводника. Вектор плотности поверхностного тока направлен нормально к вектору \vec{H} . $\vec{j}_s = \vec{n}_0 \times \vec{H}$. Для основной волны прямоугольного волновода H_{10} у поверхности стенок, параллельных оси x

(широкие стенки) имеются две поперечные составляющие H_x и H_z . Соответственно на этих стенках имеются составляющие плотности тока проводимости j_z (продольный ток) и j_x (поперечный ток).

$$j_z \sim \sin(\pi x/a) \exp(-i\Gamma_{10}z), \quad j_x \sim \cos(\pi x/a) \exp(-i\Gamma_{10}z).$$

Продольные токи на нижней и верхней стенках противофазные (вектор нормали \vec{n}_0 к верхней и нижней стенкам имеет противоположное направление). Плотность поперечного поверхностного тока равна 0 вдоль средней линии широкой стенки волновода.



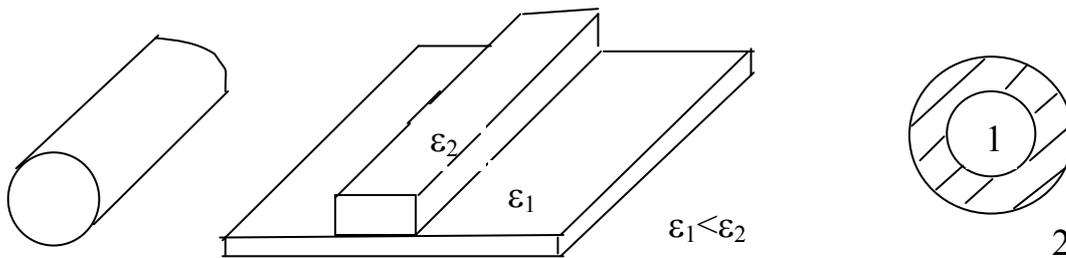
На узких стенках поверхностный ток определяется составляющей H_z и имеет только составляющую j_y , причем амплитуда тока постоянна вдоль y ($\sim \cos(\pi a/a)$). Ток j_x и j_y образует единую систему поперечных токов. Щель, прорезанная в стенке волновода, не нарушит условия распространения волны, если она не пересекает линий поверхностного тока.

Диэлектрические волноводы.

В реальных волноводах из-за потерь энергии волны распространяющихся типов постепенно затухают вдоль волновода. Затухание обусловлено потерями в металлических стенках (за счет конечной проводимости) и потерями в диэлектрике, заполняющем волновод. Затухание волн за счет потерь в металлических стенках увеличивается с ростом частоты. В то же время потери в диэлектрике могут

оставаться малыми. Поэтому на очень коротких волнах находят применение диэлектрические волноводы в виде стержней круглого или иного сечения, а также пленок на диэлектрических подложках.

Направленное распространение волн в таких структурах обусловлено явлением полного внутреннего отражения от границы двух диэлектриков.



(пленочный волновод)

(волоконный световод, нить из

кварцевого стекла, 1 – сердцевина, 2 – оболочка, $\epsilon_1 > \epsilon_2$. Оболочка играет роль внешней среды, ее радиус таков, что поле на этом расстоянии уже мало).

Если граница раздела структуры описывается как цилиндрическая координатная поверхность $r = \text{const}$, то, как и для полого круглого волновода, в основе анализа лежит использование решений уравнения Гельмгольца в цилиндрических координатах, получаемых методом разделения переменных. Существует определенная трудность нахождения поперечных волновых чисел – необходимо искать корни трансцендентных уравнений.

Запишем продольные компоненты комплексных векторов электрического и магнитного поля в область диэлектрического стержня $0 < r < R$

$$E_z = A \mathfrak{I}_n(\chi_1 r) \cos n\varphi, \quad H_z = B \mathfrak{I}_n(\chi_1 r) \cos(n\varphi - \psi), \quad \chi_1^2 + \Gamma^2 = k_1^2, \quad k_1 = (\omega/c) (\epsilon_{r1} \mu_{r1})^{1/2}.$$

Вне стержня ($r > R$)

$$E_z = C H_n^{(2)}(\chi_2 r) \cos n\varphi, \quad H_z = D H_n^{(2)}(\chi_2 r) \cos(n\varphi - \psi), \quad \chi_2^2 + \Gamma^2 = k_2^2, \quad k_2 = (\omega/c) (\epsilon_{r2} \mu_{r2})^{1/2}.$$

Здесь в качестве решения уравнения Бесселя выбрана цилиндрическая функция третьего рода - $H_n^{(2)}(\chi r)$ – функция Ханкеля n -го порядка второго рода. Для этих функций при $r \rightarrow \infty$ справедливо асимптотическое представление:

$$H_n^{(2)}(\chi r) \cong (2/\pi\chi r)^{1/2} \exp\{-i[\chi r - \pi(2n+1)/4]\},$$

т.е. функция соответствует цилиндрической волне, распространяющейся от оси z к бесконечности вдоль радиусов r .

Далее надо сначала выразить полное электромагнитное поле в комплексных амплитудах $\dot{\vec{E}}_m = \dot{\vec{E}}_{mz} + \dot{\vec{E}}_{m\tau}$, $\dot{\vec{H}}_m = \dot{\vec{H}}_{mz} + \dot{\vec{H}}_{m\tau}$ во внутренней и внешней областях. При наложении условий непрерывности тангенциальных компонент векторов напряженности поля на поверхности стержня $r = a$ формулируются уравнения относительно поперечных волновых чисел. Поперечные числа в обеих средах связаны соотношением $\chi_1^2 - \chi_2^2 = k_1^2 - k_2^2$, причем для направляемых волн $\chi_2 = -i\alpha$, где $\alpha > 0$. Волна, направляемая диэлектрическим стержнем, быстрая по отношению к внутренней и медленная по отношению к внешней среде.

При $n = 0$ одна из составляющих E_z или H_z может равняться 0, т.е. возможно существование независимых E – и H – волн с осесимметричной структурой поля (такие волны часто называют симметричными). При критической частоте $f = f_{кр}$, для которой $\chi_2 = 0$, вне стержня поле утрачивает продольную электрическую (магнитную) компоненту. Убывание поля в радиальном направлении вне цилиндра определяется параметром α . Чем меньше α , тем медленнее убывает поле, тем меньшая часть мощности бегущей волны переносится непосредственно по диэлектрическому цилиндру. Значение $\alpha = 0$ соответствует критической длине волны.

При $n \neq 0$ волна, распространяющаяся по круглому диэлектрическому волноводу, должна иметь продольные составляющие и у вектора \vec{E} , и у вектора \vec{H} , т.е. является гибридной. Основная волна диэлектрического волновода – гибридная волна EH_{11} . Это суперпозиция волн E_{11} и H_{11} . Эта волна имеет критическую частоту, равную 0. Следовательно, формально данная волна может существовать при любых частотах. Однако это не означает, что с помощью диэлектрического волновода можно передавать энергию на сколь угодно низких частотах. Электромагнитная волна в диэлектрическом волноводе переносит энергию не только внутри стержня, но и в окружающем его пространстве. Поэтому для распространения волны по

диэлектрическому волноводу необходимо иметь вокруг него свободное пространство. Это обычно и вызывает трудности при использовании такого волновода. С уменьшением частоты все меньшая часть энергии распространяется внутри стержня и все большая в окружающем его пространстве. Поэтому существует нижняя граница рабочего диапазона при использовании волны EH_{11} . Со стороны верхних частот рабочий диапазон должен быть ограничен критической частотой волны E_{01} .

Отметим особенность диэлектрического волновода. Одноволновый режим работы для заданной частоты можно обеспечить как выбором (уменьшение) радиуса стержня, так и уменьшением разницы между диэлектрическими проницаемостями материала стержня и окружающего пространства. Выбрав ϵ_r мало отличающимся от 1, можно обеспечить одноволновый режим даже при радиусе стержня много больше длины волны. Это свойство используют при конструировании диэлектрических волноводов в оптическом диапазоне волн (световодов), где рабочие частоты весьма велики.

Диэлектрические волноводы относятся к волноводам открытого типа. Они отличаются от замкнутых (ограниченных металлической оболочкой) тем, что в местах нарушения однородности по продольной координате, возникают не только отраженные волны, но и излучение в пространство. Неоднородностями являются изгибы, стыковые соединения, плавные и скачкообразные изменения размеров и формы поперечного сечения, а также параметров материала.

Излучение электромагнитных волн.

Всякое излучающее устройство – это система проводящих тел в диэлектрической среде, в которой за счет внешних сил создаются переменные токи. Эти токи возбуждают в окружающем пространстве электромагнитные волны. Для отыскания полного поля удобно разложить всю систему сторонних токов в бесконечную совокупность элементарных токов. Поскольку уравнения Максвелла линейны, общее поле будет равно сумме полей элементарных источников. Поле излучения

находится как решение уравнений Максвелла или вытекающих из них уравнений второго порядка при заданной плотности стороннего тока \vec{j}^{cm} (до сих пор мы полагали $\vec{j}^{cm} = 0$, тем самым определяя *свободное* электромагнитное поле).

При решении задачи об излучении можно воспользоваться двумя подходами:

1) Исходным является неоднородное уравнение Гельмгольца относительно вектора $\dot{\vec{H}}_m$:

$$\nabla^2 \dot{\vec{H}}_m + k^2 \dot{\vec{H}}_m = -rot \dot{\vec{j}}_m^{cm}$$

2). Исходным является уравнение относительно векторного потенциала $\dot{\vec{A}}_m$:

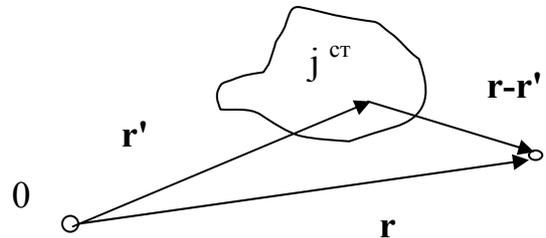
$$\nabla^2 \dot{\vec{A}}_m + k^2 \dot{\vec{A}}_m = -\mu_0 \mu_r \dot{\vec{j}}_m^{cm}, \quad k^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon_r \mu_r.$$

В этом случае после определения $\dot{\vec{A}}_m$ находим $\dot{\vec{H}}_m = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} rot \dot{\vec{A}}_m$, а затем $\dot{\vec{E}}_m$ из

первого уравнения Максвелла.

Решение неоднородного уравнения Гельмгольца, учитывающее время, необходимое для передачи электромагнитного воздействия от элементов тока, локализованных в точке Q (\vec{r}'), в точку наблюдения P (\vec{r}), можно представить в виде

$$\dot{\vec{A}}_m(\vec{r}) = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} \int_V \frac{\dot{\vec{j}}_m^{cm}(\vec{r}') \exp(-ik|\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dv'$$



Для $\dot{\vec{H}}_m$ решение записывается аналогично. В подынтегральном выражении в этом случае стоит множитель $rot \dot{\vec{j}}_m^{cm}(\vec{r}')$ (штрих у rot означает, что дифференцирование производится по штрихованным координатам). Такое выражение неудобно из-за необходимости дифференцировать функцию $\dot{\vec{j}}_m^{cm}$. После некоторых математических преобразований выражение для напряженности магнитного поля может быть представлено в виде

$$\dot{\vec{H}}_m(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} + \frac{ik}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) [\dot{\vec{j}}_m^{cm}(\vec{r}') \times \vec{r}_{0q}] e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|} dv',$$

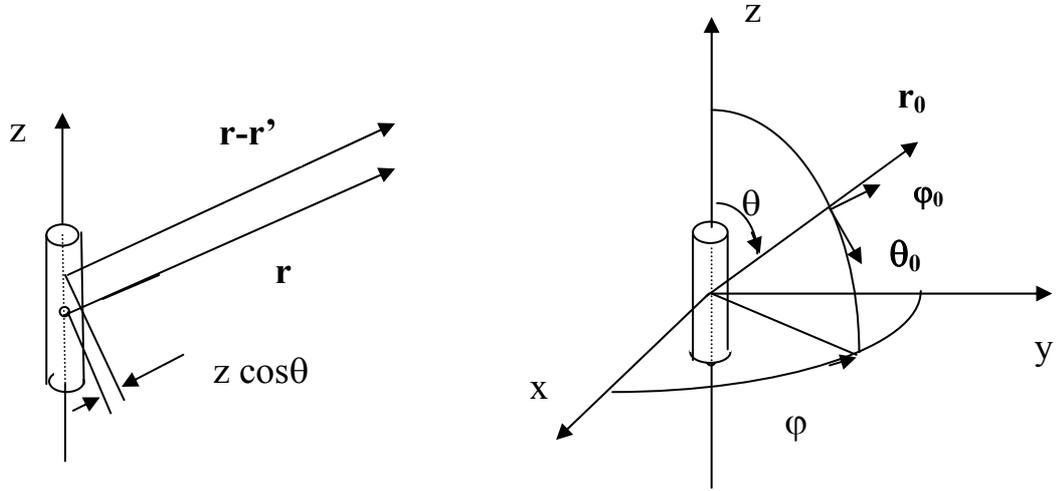
\vec{r}_{0q} - единичный вектор из точки интегрирования в точку наблюдения.

Приведенные соотношения позволяют определить поля излучения, создаваемые разными распределениями тока. Проведем анализ поля излучения на основании представления $\dot{\vec{H}}_m$. Отметим, что для использования последнего выражения нет необходимости требовать, чтобы функция \vec{j}_m^{cm} была дифференцируемой. Подынтегральное выражение представляет собой сумму двух членов; второй из них исчезает при $\omega \rightarrow 0$, а выражение в целом при этом переходит в закон Био – Савара. Отношение подынтегральных слагаемых равно $ik|\vec{r} - \vec{r}'|$. Если среда непоглощающая, так что k - величина вещественная ($k = 2\pi/\lambda$), то в зависимости от соотношения величин $|\vec{r} - \vec{r}'|$ и λ может преобладать первый или второй член. Во всех случаях при удалении точки наблюдения $P(\vec{r})$ расстояние $|\vec{r} - \vec{r}'|$ неограниченно возрастает. Когда отношение $|\vec{r} - \vec{r}'|/\lambda$ достаточно велико, первым членом можно пренебречь. Если при этом величина $|\vec{r} - \vec{r}'|$ также достаточно велика по сравнению с размерами области источников, то компоненты вектора $\dot{\vec{H}}_m$ все более приобретают пространственное распределение типа сферической волны. Это так называемое *дальнее поле*. Если область источников мала по сравнению с длиной волны, то можно указать такую область расстояний $|\vec{r} - \vec{r}'| \ll \lambda$, когда преобладает первый член подынтегрального выражения, вторым членом можно пренебречь. Это *ближнее поле* фактически подчинено закону Био – Савара.

Элементарный электрический излучатель.

Выделим в области, где расположены сторонние источники, настолько малый элемент объема $\Delta v = l \Delta s$, что комплексная амплитуда плотности тока в нем практически постоянна, а размеры малы по сравнению с длиной волны. Это элементарный электрический вибратор. Амплитуда и фаза тока не изменяются вдоль него. Приближенной физической моделью такого элементарного излучателя может служить тонкий проводник длиной $l \ll \lambda$ между двумя шарами, емкость которых обеспечивает постоянство тока вдоль l – так называемый диполь Герца.

Рассмотрим поле элементарного излучателя, расположенного в безграничной однородной изотропной среде. Ток в вибраторе считаем известным, т.е. сторонним током, изменяющимся во времени по закону $I^{ct} = I_m^{ct} \cos \omega t$. Пусть вибратор ориентирован вдоль оси z . Расположим начало координат в его средней точке.



Будем пользоваться сферической системой координат и потребуем выполнения неравенств $l \ll r$, $l \ll \lambda$ - элемент должен быть мал по сравнению с расстоянием наблюдения и мал в волновом масштабе. Выражение для комплексной амплитуды вектора напряженности магнитного поля

$$\dot{\vec{H}}_m(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \dot{I}_m^{cm} \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} + \frac{ik}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) [\vec{z}_0 \times \vec{r}_{0q}] e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|} dz'$$

при этих условиях можно упростить. Первое из неравенств означает близость векторов $(\vec{r} - \vec{r}')$ и \vec{r} по величине и направлению. Следовательно, подынтегральный множитель в круглых скобках можно считать постоянным и равным $(1/r^2 + ik/r)$, а векторное произведение принять за $\vec{z}_0 \times \vec{r}_0 = \vec{\varphi}_0 \sin \theta$. Второе неравенство позволяет заменить экспоненту постоянной величиной $\exp(-ikr)$. В результате интегрирования с учетом сделанных замечаний получаем следующие выражения для комплексных амплитуд векторов поля

$$\dot{\vec{H}}_m = \vec{\varphi}_0 \frac{\dot{I}_m^{cm} l}{4\pi} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} \right) e^{-ikr} \sin \theta,$$

$$\dot{\vec{E}}_m = \frac{\text{rot} \dot{\vec{H}}_m}{i\omega \epsilon_0 \epsilon_r} = -\frac{\dot{I}_m^{cm} l}{4\pi \omega \epsilon_0 \epsilon_r} \left[\vec{r}_0 \frac{2}{r^2} \left(\frac{i}{r} - k \right) \cos \theta + \vec{\theta}_0 \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{k}{r} - ik^2 \right) \sin \theta \right] e^{-ikr}$$

Вектор напряженности электрического поля имеет две составляющие E_θ и E_r , вектор напряженности магнитного поля имеет одну компоненту H_ϕ . Таким образом в любой точке пространства вектор \vec{E} лежит в меридиональной плоскости, т.е. в плоскости, проходящей через ось вибратора и точку наблюдения, вектор \vec{H} лежит в азимутальной плоскости, т.е. в плоскости, перпендикулярной оси вибратора. На любой сферической поверхности $r = \text{const}$ любая из компонент E_r , E_θ , H_ϕ синфазны, но амплитудное распределение зависит от угла θ . Поле меняется при изменении r . Поле обладает осевой симметрией (отсутствует зависимость от угла ϕ).

При анализе структуры электромагнитного поля излучателя пространство вокруг него обычно делят на три зоны: *дальнюю или волновую* ($kr \gg 1$), *ближнюю* ($kr \ll 1$) и *промежуточную*. Рассмотрим поле в *ближней зоне*. Здесь $r \ll \lambda$, следовательно, можно считать $\exp(-ikr) \approx 1$ и оставить в выражениях соответствующие слагаемые ($1/r^n$) с учетом их малости.

$$\dot{\vec{E}}_m \cong \frac{\dot{p}_m}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^3} (\vec{r}_0 2 \cos \theta + \vec{\theta}_0 \sin \theta), \quad \dot{\vec{H}}_m \cong \vec{\phi}_0 \frac{\dot{I}_m^{cm} l}{4\pi r^2} \sin \theta \cong \vec{\phi}_0 \frac{i\omega \dot{p}_m}{4\pi r^2} \sin \theta.$$

$$\dot{p}_m = -i \frac{\dot{I}_m^{cm} l}{\omega} - \text{комплексная амплитуда момента диполя.}$$

Распределение электрического поля такое же, как и в случае электростатического диполя. Однако поле переменное во времени и изменяется по закону $\cos(\omega t + \psi)$. Выражение для напряженности магнитного поля совпадает с формулой закона Био – Савара (где I – ток в вибраторе в рассматриваемый момент времени. Таким образом, в ближней зоне преобладает квазистационарное поле. Эта зона индукции. Вектора \vec{E} и \vec{H} сдвинуты по фазе на 90° . Следовательно, вектор Пойнтинга – мнимая величина, ее среднее значение равно 0. Этот результат – отсутствие в среднем переноса энергии – получен из-за приближенного представления поля. В ближней зоне существуют относительно большие реактивные поля.

Заметим, что в случае среды без потерь полные потоки энергии в ближней и дальней зонах одинаковы, а плотность потока энергии в ближней зоне значительно больше, чем в дальней.

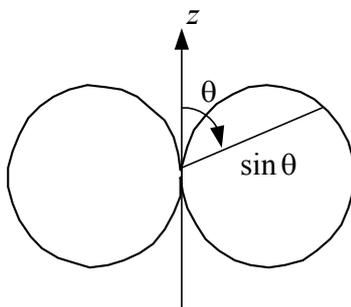
В дальней зоне, т.е. на расстояниях $r \gg \lambda$, поле оказывается совершенно иным. В выражениях для поля пренебрежимо малыми становятся те члены, которые преобладали в ближней зоне. Теперь основную роль играют слагаемые, содержащие множитель $[\exp(-ikr)]/r$.

$$\dot{\vec{E}}_m \cong \vec{\theta}_0 \frac{iI_m^{cm} l \omega \mu_0 \mu_r \sin \theta}{4\pi r} e^{-ikr}, \quad \dot{\vec{H}}_m \cong \vec{\phi}_0 \frac{iI_m^{cm} l \omega \mu_0 \mu_r \sin \theta}{4\pi Z_c r} e^{-ikr}$$

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}, \quad Z_c = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}}.$$

Поле в дальней зоне имеет характер сферической волны с постоянной распространения $k = \omega / c = 2 \pi / \lambda$. Электрические и магнитные компоненты синфазны. Синфазность векторов \vec{E} и \vec{H} означает вещественность вектора \vec{P} . Следовательно, существует поток мощности в окружающее пространство. Та составляющая поля, которая пренебрежимо мала в ближней зоне, в дальней становится преобладающей из-за относительно медленного убывания с расстоянием и образует сферическую волну, переносящую энергию и создающую излучение.

Амплитуда поля зависит от расстояния (как $1/r$) и от угла θ и не зависит от угла ϕ , т.е. излучение обладает некоторой направленностью. В направлениях $\theta = 0, \theta = 180^\circ$ излучение отсутствует. В экваториальной плоскости ($\theta = 90^\circ$) излучение максимально. Диаграмма направленности - распределение излучения в меридиональной плоскости.



Волна неоднородна: поверхности равных амплитуд определяются уравнением $\sin\theta/r = \text{const}$ и не совпадают с поверхностями равных фаз. Поле содержит только поперечные составляющие H_ϕ и E_θ , которые взаимно перпендикулярны и перпендикулярны направлению распространения волны (нет компонент нормальных

поверхности фазового фронта $r = \text{const}$, т.е. поле может быть отнесено к классу T). Связь между векторами \vec{E} и \vec{H} такая же, как в плоской волне $\dot{\vec{E}}_m = Z_c \dot{\vec{H}}_m \times \vec{r}_0$ - волна является локально плоской и в малой области пространства практически не отличается от плоской однородной T - волны.

Промежуточная зона является переходной от ближней зоны к дальней. При анализе выражений в этом случае нельзя пренебречь ни одним из слагаемых. Следовательно, в промежуточной зоне поле излучения и реактивное (связанное с вибратором) поле оказываются одного порядка.

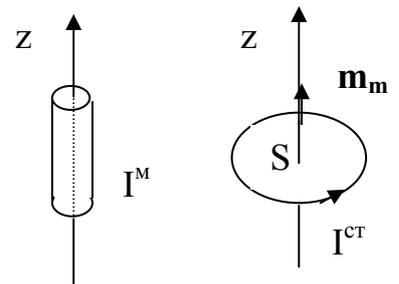
Элементарный магнитный излучатель.

Поле излучения, создаваемое контуром стороннего тока $I = I_m \cos(\omega t + \psi)$, можно найти аналогично тому, что было проделано при рассмотрении элементарного электрического излучателя, правда, математические действия при этом будут более громоздкими. В результате мы получим, что достаточно малый контур тока излучает как диполь Герца, векторы поля которого \vec{E} и \vec{H} поменялись ролями. Поэтому малая рамка (виток провода), обтекаемая постоянным по амплитуде электрическим током I , может рассматриваться как элементарный магнитный вибратор. Поскольку задача об элементарном электрическом излучателе решена, поле магнитного излучателя проще найти, воспользовавшись принципом двойственности.

Если в готовом решении сделать замену величин $\dot{\vec{E}}_m \rightarrow -\dot{\vec{H}}_m$, $\dot{\vec{H}}_m \rightarrow \dot{\vec{E}}_m$, $\epsilon_0 \epsilon_r \Leftrightarrow \mu_0 \mu_r$, $\dot{I}_m^{cm} \rightarrow -i\omega \dot{m}_m / l$, то мы получим решение при заданном элементе магнитного тока I^M , который расположен также, как ранее сторонний ток I^{ct} . Соответствующий заданному элементу магнитного тока магнитный момент

имеет комплексную амплитуду $\dot{m}_m = -i \frac{\dot{I}_m^M l}{\omega} \vec{z}_0$

Если магнитный диполь реализован в виде контура стороннего тока I с площадью S , то $\dot{m}_m = \vec{z}_0 \mu_0 \mu_r \dot{I}_m^{cm} S$.



Выпишем представления ближнего и дальнего полей: *ближнее поле* ($kr \ll 1$)

$$\dot{\vec{E}}_m \cong -\vec{\Phi}_0 \frac{i\omega \dot{m}_m}{4\pi r^2} \sin \theta, \quad \dot{\vec{H}}_m \cong \frac{\dot{m}_m}{4\pi\mu_0\mu_r r^3} (\vec{r}_0 2 \cos \theta + \vec{\theta}_0 \sin \theta)$$

Дальнее поле ($kr \gg 1$)

$$\dot{\vec{E}}_m \cong \vec{\Phi}_0 \frac{\dot{m}_m k^2}{4\pi\mu_0\mu_r} Z_c \frac{\sin \theta}{r} e^{-ikr}, \quad \dot{\vec{H}}_m \cong -\vec{\theta}_0 \frac{\dot{m}_m k^2}{4\pi\mu_0\mu_r} \frac{\sin \theta}{r} e^{-ikr}$$

При записи выражения для поля в дальней зоне кроме указанных выше замен необходимо также заменить $Z_c = [\mu_0\mu_r / (\epsilon_0\epsilon_r)]^{1/2} \rightarrow (-1/Z_c)$.

Из формул для поля элементарного магнитного вибратора следует, что вектор электрического поля имеет одну составляющую E_φ , а вектор магнитного поля имеет две составляющие H_r и H_θ , т.е. вектор напряженности электрического поля в этом случае лежит в азимутальных плоскостях, а вектор \vec{H} – меридиональных. Основные свойства ближнего и дальнего полей остаются такими же, как для элементарного электрического излучателя. Ближнее поле квазистационарно, в ближней зоне воспроизводится структура поля магнитоэлектрического диполя. Электрическое и магнитное поля сдвинуты по фазе на 90° . В дальней зоне поля синфазны. Установившаяся сферическая волна является локально плоской. Излучение распределено в пространстве так же, как в случае элементарного электрического излучателя.

Классификация радиоволн по диапазонам частот и способу распространения.

К *радиоволнам* относят электромагнитные колебания, длина волны которых лежит в пределах от $2 \cdot 10^{-9}$ до 10^5 м, что соответствует частотам колебаний от $15 \cdot 10^{10}$ до $3 \cdot 10^{-3}$ МГц. (См. Таблицу МККР)

В зависимости от длины рабочей волны электромагнитные волны делят на диапазоны. Волны каждого из диапазонов имеют свои особенности распространения, но на границах диапазонов не существует резких изменений этих особенностей. Радиоволны возбуждаются передающими антеннами.

Классификация диапазонов частот и длин волн, принятая МККР
(Международный консультативный комитет по радио)

номер диапазона (N)	Диапазон		Условное обозначение диапазона частот	Наименование волн
	Частота	Длина волны		
1	2	3	4	5
3	300– 3000 Гц	1000– 100 км	УНЧ (ультранизкие частоты), или ULF (Ultra Low Frequency)	Гектокилометровые
4	3–30 кГц	100–10 км	ОНЧ (очень низкие частоты), или VLF (Very Low Frequency)	Мириаметровые (сверхдлинные)
5	30–300 кГц	10–1 км	НЧ (низкие частоты), или LF (Low Frequency)	Километровые (длинные)
6	300– 3000 кГц	1000– 100 м	СЧ (средние частоты), или MF (Medium Frequency)	Гектометровые (средние)
7	3–30 МГц	100–10 м	ВЧ (высокие частоты), или HF (High Frequency)	Декаметровые (короткие)
8	30– 300 МГц	10–1 м	ОВЧ (очень высокие частоты), или VHF (Very High Frequency)	Метровые (ультракороткие)
9	300– 3000 МГц	100–10 см	УВЧ (ультравысокие частоты), или UHF (Ultra High Frequency)	Дециметровые
10	3–30 ГГц	10–1 см	СВЧ (сверхвысокие частоты), или SHF (Super High Frequency)	Сантиметровые
11	30–300 ГГц	10–1 мм	КВЧ (крайне высокие частоты), или EHF (Espremili High Frequency)	Миллиметровые
12	300– 3000 ГГц	1–0,5 мм	ГВЧ (гипервысокие частоты)	Децимиллиметровые
13	3–30 ТГц	100– 10 мкм		Сантимиллиметровые
14	30–300 ТГц	10–1 мкм		Микрометровые
15	300– 3000 ТГц	1–0,5 мкм		Децимикрометровые

Передача сигналов в естественных условиях от передающего устройства к приемному происходит в пространстве, образующем довольно сложную по своим параметрам среду – в *радиолинии*.

При распространении радиоволн по *естественным* радиотрассам (радиолиниям) средой служат поверхность и атмосфера Земли или космическое пространство.

В свободном пространстве радиоволны распространяются прямолинейно со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м / сек и не испытывают поглощения. Влияние среды на распространение радиоволн проявляется в изменении амплитуды поля волны, изменении скорости и направления распространения радиоволны, в повороте плоскости поляризации волны, в искажении передаваемых сигналов.

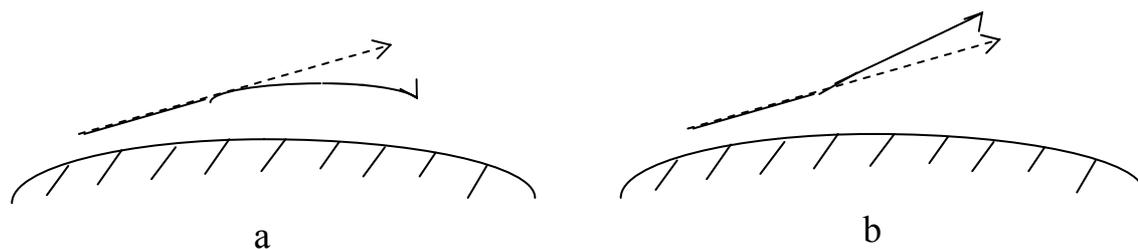
Условия распространения радиоволн по естественным радиотрассам определяются многими факторами, полный анализ которых оказывается слишком сложным. Поэтому в каждом конкретном случае строят модель трассы распространения радиоволны, выделяя факторы, которые оказывают основное воздействие.

Земная поверхность оказывает существенное влияние на распространение радиоволн: в полупроводящей поверхности Земли радиоволны поглощаются, при падении на земную поверхность они отражаются, волны дифрагируют на сферической поверхности земного шара. Радиоволны, распространяющиеся в непосредственной близости (в масштабе длины волны) от поверхности Земли, называют *земными* радиоволнами. При теоретическом рассмотрении условий распространения земных радиоволн атмосферу сначала считают непоглощающей средой с $\varepsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$, затем вносят необходимые поправки.

В атмосфере Земли различают две большие области, отличающиеся электрическими свойствами: *нейтросферу* и *ионосферу*. Нейтросфера – нижний наиболее плотный слой атмосферы толщиной ~ 60 км. Она состоит из нейтральных молекул атмосферных газов и делится на *тропосферу* и *стратосферу*.

Тропосфера – приземный слой, простирающийся до высоты $\sim 10 \div 15$ км. Тропосфера нагревается поверхностью Земли, ее температура в среднем постепенно падает с высотой. Это нижние, плотные слои атмосферы. Здесь при некоторых

определенных условиях может наблюдаться искривление лучей, описывающих направление распространения волн. Это обусловлено изменением плотности воздуха с высотой под влиянием различных факторов. Это явление называют «атмосферной рефракцией». В зависимости от того уменьшается или увеличивается с высотой плотность воздуха, имеет место «положительная рефракция» (а) или «отрицательная рефракция» (б).



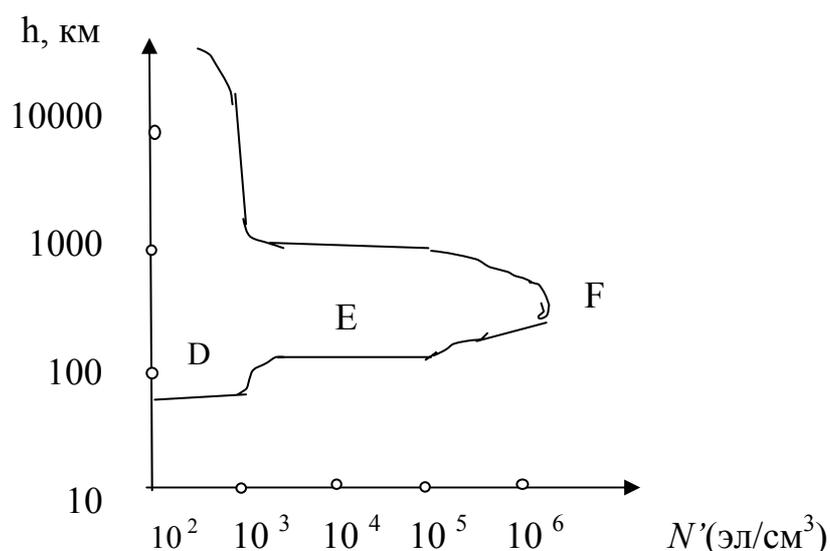
Тропосфера неоднородна как в вертикальном направлении, так и вдоль земной поверхности; ее электрические параметры меняются при изменении метеоусловий. В тропосфере происходит сравнительно слабая рефракция радиоволн, распространение земных волн зависит от состояния тропосферы.

Кроме того тропосфера обуславливает распространение *тропосферных* волн, которое связано с явлением распространения и отражения радиоволн от неоднородностей тропосферы.

Стратосфера – более однородная и менее изменчивая среда. Так как плотность газа в атмосфере уменьшается с высотой, $\epsilon_r \rightarrow 1$ в стратосфере и эта область оказывает меньшее влияние на распространение радиоволн, чем тропосфера

Ионосфера – область атмосферы на высоте 60 – 20 000 км. На этих высотах плотность газа весьма мала, газ частично или полностью ионизирован. В этой области число свободных электронов меняется с высотой и составляет

$10^3 \div 10^6$ эл/см³. Процессы ионизации, происходящие главным образом под влиянием Солнца, таковы, что на расстоянии 250 ÷ 400 км от земной поверхности лежит область наибольшей концентрации свободных электронов, называемая слоем F.



На рисунке приведены экспериментальные данные. N' - число свободных электронов в 1 см^3 . В так называемой «внутренней ионосфере», т.е. ниже слоя F, различают еще два: D - $N' \rightarrow 10^3$ (эл/см³) и E - $N' \rightarrow 10^5$ (эл/см³). Показанная картина изменчива. Слой D днем образует нижнюю границу ионосферы, а ночью исчезает и эта граница поднимается до слоя E. На высоте слоя D плотность газа, падающая с высотой, еще относительно велика, так что колеблющиеся под действием поля свободные электроны должны испытывать сравнительно частые соударения с тяжелыми частицами, отдавая им свою энергию – это основной механизм поглощения энергии электромагнитного поля в ионосфере. Здесь ν , выражающее среднее число соударений электрона с тяжелыми частицами в секунду, равно 10^7 .

Слой E начинается на высоте около 100 км, причем этот уровень устойчив, $\nu \approx 10^5$. К ночи электронная плотность N' постепенно понижается до $n \cdot 10^3$ и остается до наступления дня почти постоянной.

Вся ионосфера подвержена почти периодическим суточным, сезонным, а также и более медленным изменениям, которые налагаясь, могут создать сложную картину. Сложен режим слоя F. Зимой в дневное время $N' \sim 2 \cdot 10^6$, а ночью становится на порядок ниже. При этом высота слоя днем ~ 200 км, а ночью ~ 300 км. Летом в

дневное время слой F распадается на два слоя: F_1 (высота около 200 км) и F_2 (высота 300 ÷ 400 км). Во всех случаях слой F довольно неустойчив, число $\nu = 10^3 \div 10^4$.

Выше слоя F, во «внешней ионосфере» электронная концентрация, падая с высотой, имеет значение $N' \sim 10^2$ на расстоянии 20 000 км от Земли. Этот уровень считают границей ионосферы.

Присутствие свободных электронов существенно влияет на электрические свойства газа и обуславливает рефракцию и отражение радиоволн в ионосфере. С ростом концентрации свободных электронов N' уменьшается диэлектрическая проницаемость среды. О существовании потерь пока можно не говорить. Таким образом, внутренняя ионосфера – среда с вертикально падающим коэффициентом преломления.

Вследствие рефракции и отражения в ионосфере радиоволны распространяются на очень большие расстояния. Ионосфера – статистически неоднородная среда. Радиоволны рассеиваются в ней, что также обуславливает возможность распространения радиоволн на большие расстояния. Радиоволны, распространяющиеся путем отражения от ионосферы и рассеяния в ней, называют *ионосферными* волнами.

На расстоянии в 3 – 4 радиуса Земного шара ($R_0 \cong 6370$ км) атмосфера Земли переходит в межпланетную плазму, газ полностью ионизирован, плотность электронов равна плотности заряженных частиц и составляет 10^{-1} эл/см³.

Излучение антенны A, представляющее собой вблизи нижней границы ионосферы локально плоскую волну, можно охарактеризовать при помощи луча, приходящего под некоторым углом θ_0 . Этот луч претерпевает рефракцию и может вернуться к Земле, причем рефракция в атмосфере может чередоваться с отражением от земной поверхности.



При таких многократных переотражениях от ионосферы и Земли радиоволны распространяются на огромные расстояния при сравнительно малом поглощении. Ионосфера образует нечто вроде природного зеркала. Но для достаточно коротких волн (УКВ) ионосфера уже не играет роль отражателя. (При данной концентрации N с ростом частоты ε плазмы все ближе к 1). Если луч «не успевает» искривиться во внутренней ионосфере настолько, чтобы повернуть к земле, то он уходит во внешнюю ионосферу, где концентрация N постепенно падает. Благодаря отмеченной «прозрачности» ионосферы оказывается возможной радиосвязь с космическими объектами, а также радиоастрономия.

Земные радиоволны.

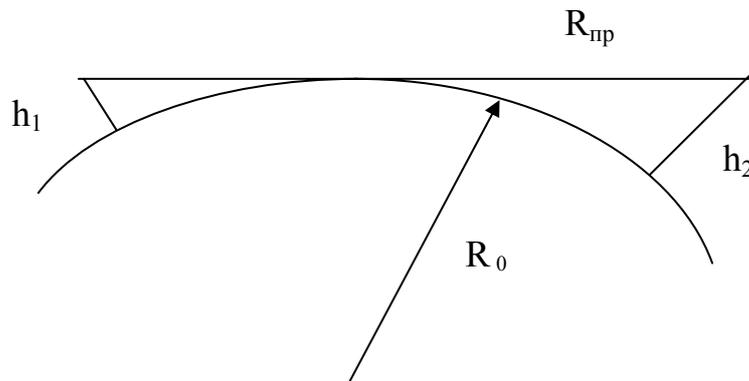
Совокупность физических факторов, определяющих свойства радиолиний, весьма сложна. Наиболее сложным является влияние верхних ионизированных слоев атмосферы – ионосферы.

Однако для широкого круга процессов распространения радиоволн это влияние вполне пренебрежимо, а существенно только наличие Земной поверхности. Такие волны называются *земными*. Часто нижние слои атмосферы, в которых практически распространяются земные радиоволны, можно рассматривать как однородную среду, которая по своим электродинамическим характеристикам близка к вакууму. В других случаях неоднородность прилегающих к Земле слоев атмосферы, тропосферы заметна и даже играет определенную роль. При этом говорят о тропосферных волнах.

Все радиотрассы, использующие земные радиоволны, можно свести к двум основным моделям: 1) передающая или приемная антенны или обе вместе подняты высоко (порядка несколько длин рабочей волны) над поверхностью Земли, что обычно выполняется на волнах короче $20 \div 30$ м; 2) обе антенны расположены в непосредственной близости от поверхности земли (диапазон гектометровых и километровых волн).

Ориентировочной оценкой возможности прямолинейного распространения радиоволн служит *расстояние прямой видимости* – расстояние между передающей

и приемной антеннами, при котором прямая линия, соединяющая эти антенны, касается земной поверхности.



$$R_{np} = \sqrt{(R_0 + h_1)^2 - R_0^2} + \sqrt{(R_0 + h_2)^2 - R_0^2}$$

Пренебрегая малыми величинами h_1^2 и h_2^2 , запишем

$$R_{np} = \sqrt{2R_0} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$$

Подставляя значение $R_0 = 6370$ км и выражая R_{np} в километрах, а h_1^2 и h_2^2 в метрах, получаем $R_{np} = 3,57(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$ (км).

В зависимости от соотношения между протяженностью радиотрассы R и расстоянием прямой видимости R_{np} (при тех же высотах расположения антенн) следует выбирать одну из моделей трасс:

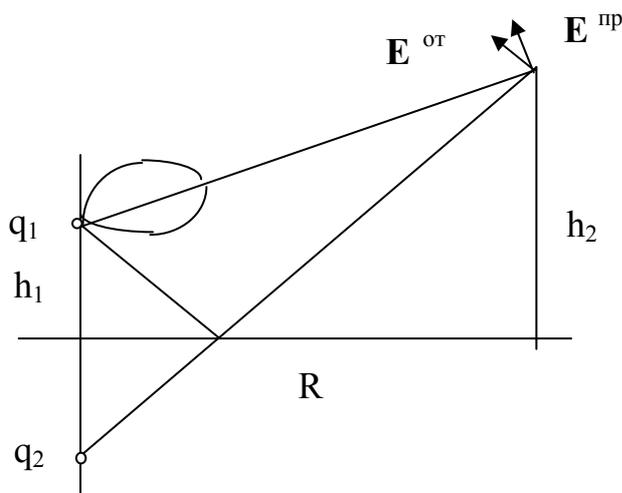
если протяженность трассы мала ($R < 0,2 R_{np}$), то поверхность Земли можно считать плоской;

при $0,2 R_{np} < R < 0,8 R_{np}$ необходимо учитывать влияние сферичности Земли;

при $R > 0,8 R_{np}$ следует вести расчеты с учетом дифракции.

Влияние земной поверхности на распространение радиоволн наиболее просто учесть, когда передающая и приемная антенны подняты над однородной поверхностью Земли на высоту в несколько длин волн. Если электромагнитная волна достигает земной поверхности на значительном (по сравнению с длиной волны) расстоянии от излучателя, то участок фронта волны вблизи земной поверхности можно считать плоским. При небольшой протяженности радиолинии поверхность Земли также можно считать плоской. На границе раздела воздух – Земля происходит отражение электромагнитной волны, и поле в месте приема

является результатом интерференции полей первичной волны и волны, отраженной от земной поверхности (вторичной волны).



Можно считать, что источником отраженной волны является фиктивный излучатель, находящийся на расстоянии h_1 ниже поверхности Земли, и влияние поверхности Земли заменить действием этого излучателя.

Мгновенное значение составляющей вектора \vec{E}^{np} излучателя, находящегося в точке q_1 , определяют как напряженность поля излучателя в свободном пространстве, учитывая диаграмму направленности излучателя. Мгновенное значение составляющей вектора \vec{E}^{omp} фиктивного излучателя, находящегося в точке q_2 , определяют с учетом коэффициента отражения $R_{||,\perp}$ от поверхности Земли для поля соответствующей поляризации. Протяженность радиотрассы обычно много больше высоты подъема антенн $R \gg h_1, h_2$. В этом случае можно считать, что составляющие векторов \vec{E}^{np} и \vec{E}^{omp} совпадают по направлению. Тогда мгновенное значение результирующей составляющей вектора $\vec{E} = \vec{E}^{np} + \vec{E}^{omp}$. При этом амплитуду составляющей вектора результирующей напряженности можно записать в виде

$$|E| = |E_0| |V|,$$

где $|E_0|$ - амплитуда поля, создаваемого данным излучателем в свободном пространстве, $|V|$ - множитель влияния среды, в данном случае Земли, зависящий от высоты расположения антенн над Землей, протяженности радиотрассы, отражающих свойств поверхности Земли и характеристик направленности излучателя. Такие соотношения называют *интерференционными формулами*.

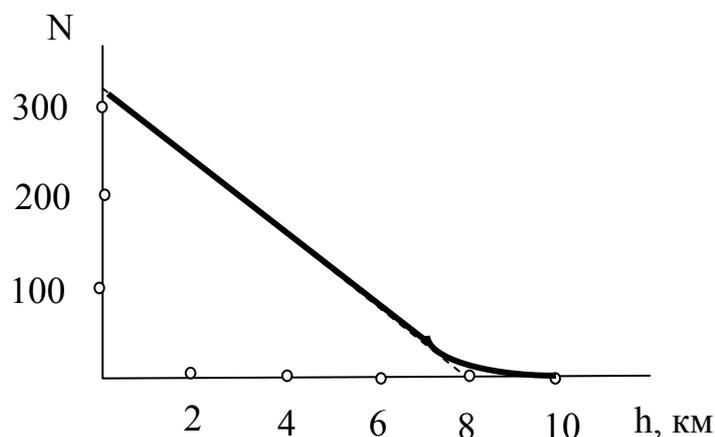
В наиболее важном для практики случае распространения радиоволн вдоль поверхности Земли при слабо направленных антеннах

$$|E| = |E_0| (4\pi h_1 h_2)/(R\lambda) - \text{формула Введенского.}$$

Влияние тропосферы.

Тропосфера – нижняя область атмосферы, вмещающая около 80% всей массы воздуха. Температура воздуха, который нагревается земной поверхностью, падает с высотой и стабилизируется там, где принято различать верхнюю границу тропосферы. Это высота 10 ÷ 12 км в умеренных широтах; в полярных широтах она падает, в экваториальных – увеличивается. Диэлектрическая проницаемость увлажненного воздуха тропосферы близка к 1. У земной поверхности в среднем коэффициент преломления $n = \sqrt{\varepsilon_r} = 1.000325$. С высотой коэффициент преломления в нормальных условиях все более приближается к 1, уменьшаясь вместе с плотностью воздуха.

В силу того, что n мало отличается от 1, удобно пользоваться величиной $N = (n - 1)10^6$ – *приведенным* показателем преломления тропосферы.



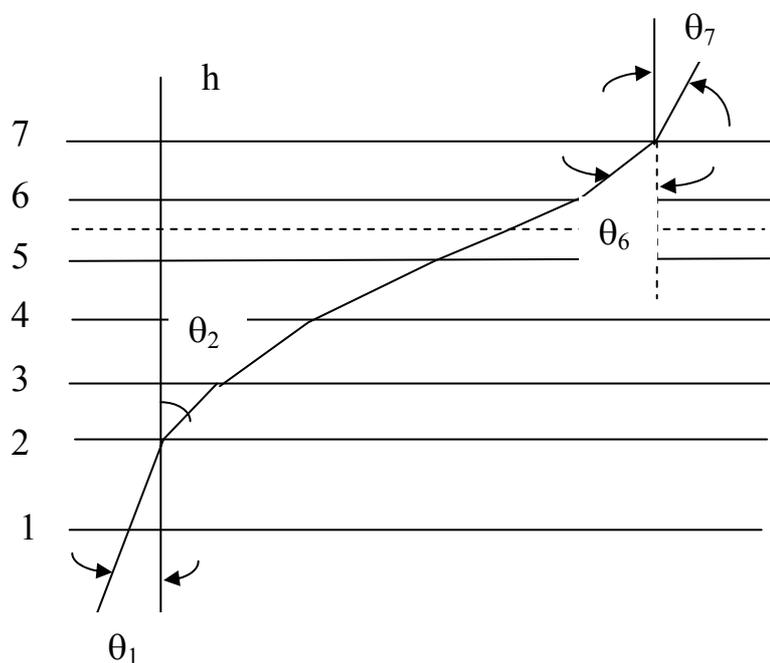
Это идеализированный закон изменения N . В результате конвекции воздушная масса тропосферы находится в движении. Изменения влажности, а также температурного режима обуславливают в первую очередь плавные изменения приведенного профиля индекса преломления.

Хотя тропосфера является весьма слабо неоднородной средой, она может оказывать заметное влияние на распространение радиоволн ввиду значительной

протяженности радиолиний. Слабое изменение показателя преломления с высотой вызывает в тропосфере явления, которые вполне можно рассматривать с позиции геометрической оптики и трактовать как искривление лучей. Это – *атмосферная рефракция*. Радиус кривизны луча на некоторой высоте h

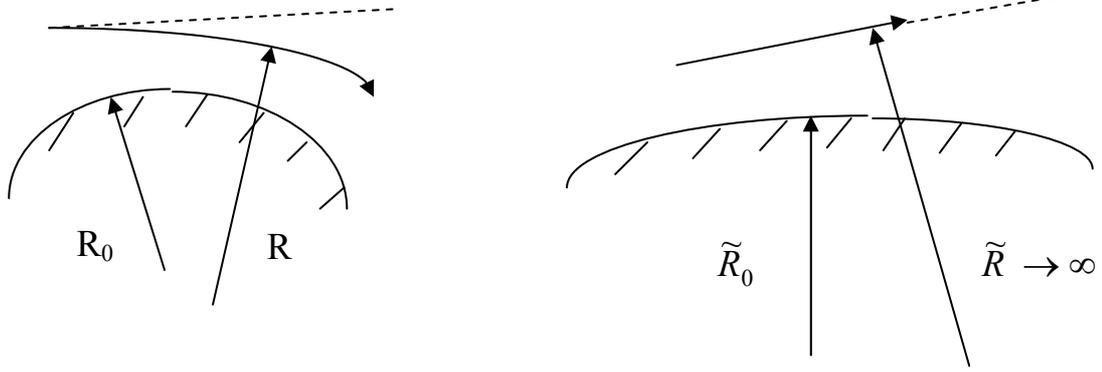
$$R = - \frac{n}{(dn/dh) \sin \theta}$$

Причину искривления луча нетрудно понять, рассматривая многократное преломление в среде, состоящей из однородных слоев, различающихся по оптической плотности.



Взято $n_1 > n_2 > n_3 > n_4 > n_5 < n_6 < n_7$. Характер ломаной кривой определяется вторым законом Снелиуса. В тропосфере основной интерес представляет распространение пологих лучей ($\theta \rightarrow 90^0$). При этом $R \approx - \frac{1}{dn/dh}$.

Если показатель преломления меняется линейно по высоте ($dn / dh = \text{const}$), то радиус кривизны траектории R не меняется с высотой и траектория представляет собой окружность. Для нормальной тропосферы $R = 25\ 000$ км. Поскольку для нормального состояния тропосферы $dn / dh < 0$, то $R > 0$. Искривление луча происходит в сторону Земли. В результате увеличивается расстояние прямой видимости, что можно истолковать как кажущееся возрастание радиуса Земли.



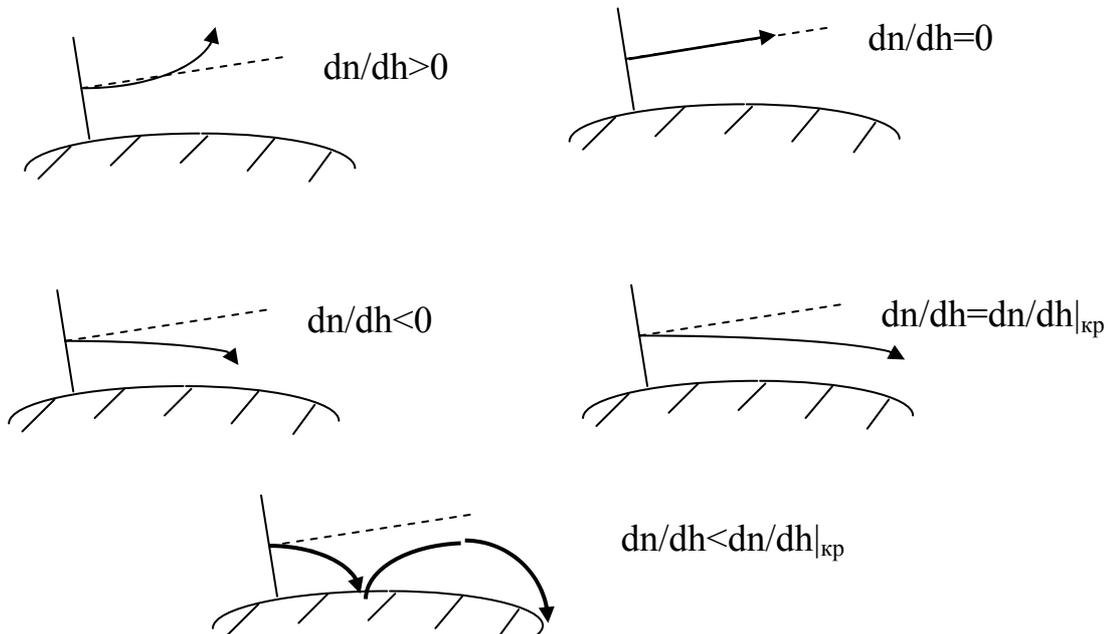
Кажущийся радиус земного шара \tilde{R}_0 больше его действительного радиуса R_0 , а среда вблизи Земли однородна ($n = 1$), так что луч – прямой ($\tilde{R} \rightarrow \infty$).

$$\tilde{R}_0 = \frac{R_0}{1 - R_0/R} - \text{эквивалентный радиус земного шара при рефракции.}$$

Положив $\theta_0 = 90^\circ$, получим
$$\tilde{R}_0 = \frac{R_0}{1 + \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} R_0} = \frac{R_0}{1 + R_0 \frac{dn}{dh}}$$

Так как $R_0 = 6370$ км, при $dn / dh = -4 \cdot 10^{-5}$ км⁻¹ (что соответствует линейному участку зависимости $N = N(h)$), получаем, что $\tilde{R}_0 \approx 8500$ км, т.е. $4/3 R_0$. Таким образом, при нормальном состоянии тропосферы расстояние прямой видимости увеличивается приблизительно на 15 %.

Случаи рефракции можно классифицировать в зависимости от знака и величины градиента dn / dh . При $dn / dh > 0$ рефракция называется *отрицательной*; луч уклоняется от земной поверхности, расстояние прямой видимости уменьшается.



Если $dn / dh = 0$ – рефракция отсутствует, луч остается прямым. При $dn/dh < 0$ наблюдается *положительная* рефракция. Можно представить себе так называемую *критическую* рефракцию, при которой луч совпадает с дугой окружности, концентрической земному шару. Трудно ожидать, что условия реализации критической рефракции может быть выполнено на трассах большой протяженности. $dn / dh |_{кр} = - 1,57 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}$. В случае, если $dn/dh < dn/dh |_{кр}$, будет иметь место *сверхрефракция*, когда луч возвращается к Земле. Отразившись от земной поверхности, он может вновь испытать сверхрефракцию в тропосфере. Если это происходит многократно, говорят об образовании *тропосферного волновода*. Для тропосферного волновода определенной высоты по аналогии с металлическим волноводом имеется некоторая критическая длина волны $\lambda_{кр}$, более длинные волны быстро затухают и не распространяются. $\lambda_{кр} = 8 \cdot 10^{-4} h_v^{3/2}$. Высота атмосферных волноводов достигает нескольких десятков метров, следовательно, волноводное распространение возможно только для сантиметровых и дециметровых волн. Тропосферные волноводы образуются не регулярно. Условия, необходимые для появления сверхрефракции, связаны с метеорологическим режимом. Такие волноводы не могут обеспечить устойчивую работу радиолиний. Но это явление может служить причиной создания взаимных помех станциям, работающим в см диапазоне волн и разнесенным на большие расстояния. Кроме того, появление тропосферного волновода может явиться помехой для работы радиолокационных станций обнаружения самолетов. Самолет, находящийся выше атмосферного волновода, может быть не обнаружен, т.к. радиоволны отражаются от его верхней стенки.

Тропосфера подвержена разным изменениям случайного характера, причем турбулентные движения воздуха вызывают многочисленные локальные изменения его плотности, следовательно, и оптической плотности среды. Каждое такое образование по сути объект дифракции волн, переизлучатель. Значительную роль играет рассеяние радиоволн на неоднородностях слоистого типа. По мере уменьшения длины волны, уже начиная с $\lambda \approx 10 \text{ см}$, все более заметно проявляется действие осадков. В сантиметровом диапазоне волн капли дождя – весьма

существенные объекты дифракции. В системе капель рассеяние многократно: поле рассеяния каждого объекта дифрагирует на других. Появляется дополнительное поглощение, но и не поглощенное поле рассеяния отнимает энергию у распространяющейся волны, вызывая излучение в стороны. Существенным является затухание радиоволн в результате молекулярного резонансного поглощения газами тропосферы.

Радиоволны в ионосфере.

Начиная с высоты около $50 \div 60$ км, существенно проявляется ионизация атмосферной среды. Это нижняя граница ионосферы. Степень ионизации характеризуется числом свободных электронов N' в единице объема среды. Величина N' достигает максимума на высоте $250 \div 400$ км. Ионосферу, лежащую ниже этого уровня, называют *внутренней*, а лежащую выше – *внешней*.

Основной причиной ионизации атмосферы является ультрафиолетовое и рентгеновское излучение Солнца (в диапазоне волн короче $0,1$ мкм). На эту часть спектра приходится довольно малая доля солнечного излучения. Вторым по значению фактором ионизации являются корпускулярные потоки, также в основном солнечного происхождения. Плотность энергии ионизирующего потока, приходящего к Земле, по мере проникновения в атмосферу падает в результате поглощения. Плотность же газа по мере приближения к земле возрастает. Поэтому электронная концентрация N' как функция высоты имеет максимум: на некоторой высоте ионизация наиболее интенсивна.

Для характеристики ионосферы в целом существенно, что имеют место крупномасштабные нерегулярные явления. При магнитных бурях, возникающих в результате вторжения в ионосферу корпускулярных потоков, вызываемых вспышками на солнце, происходит сильное уменьшение электронной концентрации и увеличение высоты ее максимума.

Преломление и отражение радиоволн в ионосфере.

Электронная плотность ионосферы сначала возрастает с высотой над земной поверхностью, на высоте 300 ÷ 400 км имеет максимум, а затем убывает. Следовательно, диэлектрическая проницаемость ионосферы убывает с высотой, имеет минимум на высоте максимума электронной плотности и возрастает до 1 при дальнейшем увеличении расстояния от Земли.

$$\varepsilon_r \approx 1 - 81 \frac{N'(\text{эл}/\text{см}^3)}{f^2(\text{кГц})} - \text{относительная диэлектрическая проницаемость}$$

ионизированного газа, N' - электронная плотность.

Физической причиной уменьшения диэлектрической проницаемости воздуха при образовании свободных электронов является отставание фазы тока, создаваемого движением зарядов, от фазы тока смещения в свободном пространстве на 180° . Очевидно, что при значительной электронной плотности диэлектрическая проницаемость газа может оказаться равной 0.

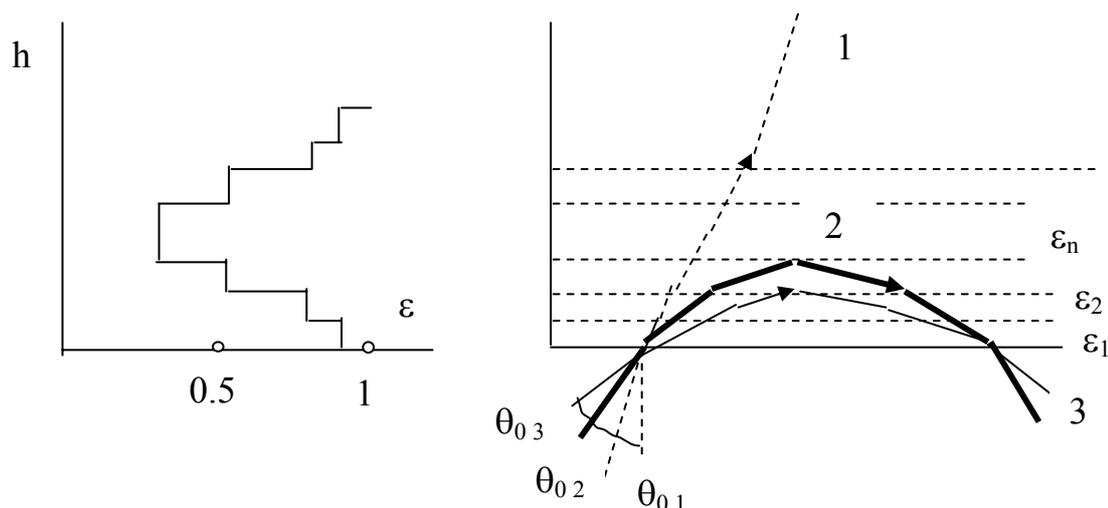
$$\varepsilon_r = 0 \quad \text{при} \quad \omega_0^2 = \frac{N'e^2}{\varepsilon_0 m_e},$$

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона, $m_e = 9,106 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона.

ω_0 – называют собственной частотой ионизированного газа, или частотой Ленгмюра.

$$f_0^2(\text{кГц}) = 81 N'(\text{эл}/\text{см}^3).$$

В неоднородной среде траектория волны искривляется, что может привести к отражению радиоволны. Предположим, что свойства ионосферы меняются с высотой, а в горизонтальном направлении остаются постоянными. Будем считать земную поверхность и ионосферу плоскими. Если разбить ионосферу на тонкие слои, в пределах каждого из которых диэлектрическую проницаемость можно считать постоянной, тогда уравнение движения волны запишется так же, как для случая распространения радиоволны в слоистой тропосфере, т.е. выполняется основное условие постоянства произведения коэффициента преломления на синус угла падения этой волны $n_k \cdot \sin \theta_k = \text{const}$.



При убывании ϵ с высотой на каждый последующий слой волна будет падать под все большим углом, так что на некоторой высоте могут создаться условия для полного внутреннего отражения и волна пойдет параллельно границе раздела слоев. При небольшой неоднородности ионосферы направление волны может отклониться вниз и тогда волна, преломляясь, вернется на Землю, т.е. произойдет отражение волны.

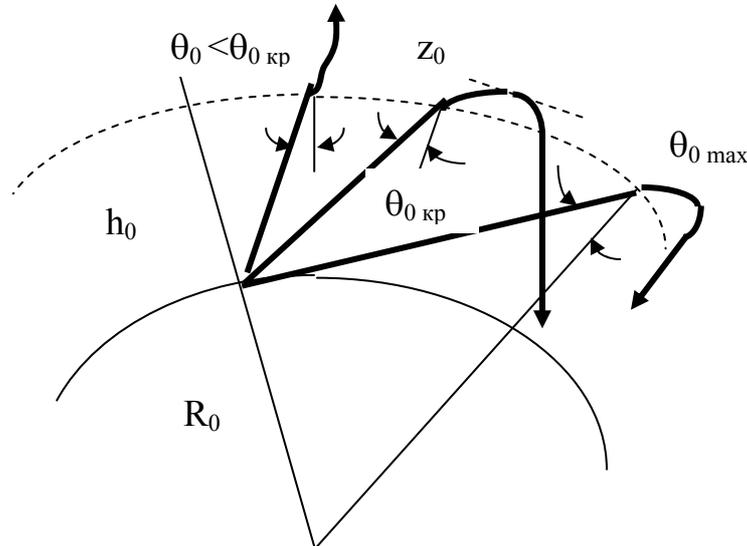
Таким образом, в ионосфере отражение радиоволн происходит не на границе воздух – ионизированный газ, а в толще ионизированного газа. Отражение может произойти только в той области ионосферы, где диэлектрическая проницаемость убывает с высотой, а, следовательно, электронная плотность возрастает с высотой, т.е. ниже максимума электронной плотности ионосферного слоя.

Выясним соотношение между электронной плотностью, углом падения волны на нижнюю границу ионосферы и рабочей частотой, которое должно выполняться для того, чтобы произошли отражения радиоволн от ионосферы. Угол полного внутреннего отражения близок к 90° , поскольку $\sin \theta_{кр} \approx 1$. На нижней границе ионосферы можно принять $\epsilon_r = 1$. Тогда условие отражения $\sin \theta_0 = \sqrt{\epsilon_{r_n}}$, или, учитывая выражение для диэлектрической проницаемости ионизированного газа,

$$\sin \theta_0 = \sqrt{1 - 81 \frac{N'(\text{эл/см}^3)}{f^2(\text{кГц})}}$$

Следовательно, при определенной электронной плотности волна данной частоты отразится только в том случае, если угол падения равен или превышает величину θ_0 .

Чем больше электронная плотность N' , тем при меньших значениях угла θ_0 возможно отражение. Угол $\theta_{0 \text{ кр}}$, при котором в данных условиях еще возможно отражение, называется *критическим углом*.



Далее можно определить максимальную рабочую частоту волны, которая отразится от ионосферы при заданных величинах электронной плотности и угла падения волны на слой.

$$f_{\theta} (\text{кГц}) = \frac{9\sqrt{N'(\text{эл/см}^3)}}{\cos \theta_0}$$

Чем меньше угол падения волны на ионосферу, тем большая электронная плотность требуется для отражения и тем на большей высоте происходит отражение. Если волна падает нормально на слой ионосферы,

$$f_{\theta=0} = 9\sqrt{N'(\text{эл/см}^3)} = f_0 (\text{кГц})$$

При нормальном падении волны отражение происходит на той высоте, где рабочая частота равна собственной частоте плазмы и, следовательно, $\varepsilon_r = 0$. Для отражения волн, посланных нормально и под углом θ к ионосфере, нужна одна и та же электронная плотность, если $f_{\theta} = f_0 / \cos \theta_0$. Отражение этих волн происходит на одной и той же высоте. В случае одной и той же электронной плотности ионосферы при наклонном падении может отразиться волна, частота которой в $\sec \theta_0$ раз превышает частоту волны, отражающейся при вертикальном падении на слой.

$$f_{\theta} = f_0 \sec \theta_0 - \text{закон секанса.}$$

Чем больше электронная плотность, тем для более высоких частот выполняется условие отражения. Максимальная частота, при которой волна отражается в случае вертикального падения на ионосферный слой, называется *критической частотой* $f_{кр}$.

Отражение происходит вблизи максимума ионизации. Если рабочая частота больше критической, то при нормальном падении волна уходит в космическое пространство. Таким образом, коэффициент отражения волны от ионосферы меняется в зависимости от частоты скачком при $f = f_{кр}$. Если рабочая частота меньше критической, то происходит полное отражение волны от ионосферного слоя. Коэффициент отражения равен 1.

При наклонном падении волны ионосфера прозрачна для частот, превышающих максимальную частоту.

При распространении радиоволн на большие расстояния условия отражения необходимо рассматривать с учетом сферичности Земли и ионосферы. При этом

$$f_{\theta} = \frac{f_0}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{(1 + z_0 / (R_0 + h_0))^2}}}$$

- соотношение между частотами радиоволн, отражающихся в случае вертикального и наклонного падения на ионосферу при одной и той же электронной плотности.

Максимальная частота волны, отражающейся при наклонном падении на ионосферу

$$f_{\theta \max} = \frac{f_{кр}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{(1 + z_{0 \max} / (R_0 + h_0))^2}}}$$

$$f_{\theta} = K f_0 \sec \theta_0, \quad \text{где } K = \frac{\sqrt{1 + \frac{2z_0}{(R_0 + h_0)} \cos \theta_0}}{1 + \frac{z_0}{(R_0 + h_0)}}$$

- поправочный коэффициент, учитывающий сферичность Земли и ионосферы.

Сферичность Земли и ионосферы ограничивает максимальный угол падения волны на ионосферу. Волна, направленная по касательной к Земле, падает на ионосферу под наибольшим возможным при данной высоте слоя углом $\theta_{0 \max}$.

$$\sin \theta_{0\max} = \frac{R_0}{(R_0 + h_0)}$$

То обстоятельство, что волна не может быть послана под углом, большим $\theta_{0\max}$, приводит к ограничению рабочего диапазона. При заданной электронной плотности N'_{\max} может отразиться волна, частота которой не превышает

$$f_{\theta_{\max\max}} = 9K \sqrt{N'_{\max} (\text{эл/см}^3)} \sec \theta_{0\max} \text{ (кГц)}$$

Так, если отражение происходит на высоте 200км, то отношение $f_{\theta_{\max\max}} / f_{\text{кр}} \approx 4$. Практически от ионосферы могут отражаться волны длиннее 10 м.

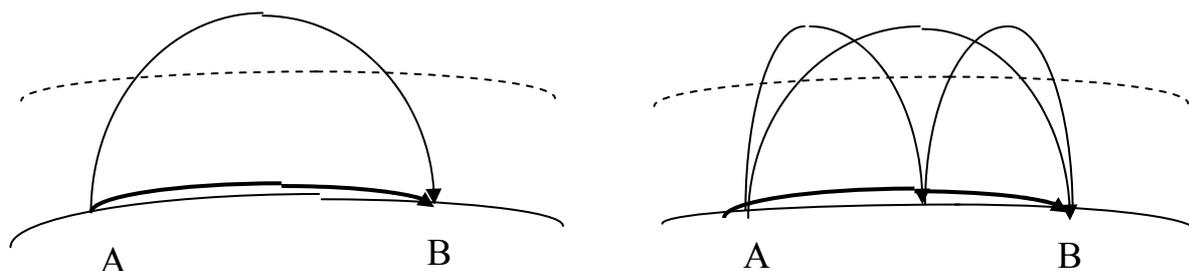
Диапазонные особенности распространения радиоволн.

Мы обсудили общие и главные особенности природных условий, определяющих характер распространения радиоволн. Проследим, как они проявляются в разных диапазонах радиоволн.

Для диапазонов СДВ и ДВ все виды почв и, тем более, водные среды, выступают как проводники. Земная поверхность отражает эти волны без значительного поглощения. Магнитное поле вблизи земной поверхности преимущественно тангенциально, а электрическое имеет лишь небольшую тангенциальную компоненту. В виду дифракционных явлений в диапазоне ДВ земная волна может приниматься на весьма значительные расстояния (около 3 000 км). Эти волны неглубоко проникают в ионосферу. При малых частотах изменение ϵ плазмы в зависимости от концентрации электронов является резким. Говорят, что ДВ распространяются между двумя хорошо отражающими поверхностями, как в волноводе. Поскольку приемная и передающая антенны в данном диапазоне находятся как бы на самой границе сред (высота над Землей всегда очень мала по сравнению с длиной волны), то в силу свойственных проводнику граничных условий естественной оказывается параллельная поляризация – вектор \vec{E} в вертикальной плоскости. Проникновение в ионосферу не велико. Полагают, что в СД диапазоне ионосферная волна отражается от слоя D (днем) и E (ночью), как от резкой границы разнородных сред. Изменение оптической плотности среды на границе ионосферы является быстрым (в масштабе длины волны). Ионосферные

волны могут приниматься во всех точках земного шара. Полезной моделью при изучении распространения ДВ является сферический волновод, однако необходимо помнить о поглощении при отражении от обеих границ. И все же имеет место так называемый «эффект антипода» - возрастание напряженности поля на расстоянии земной полуокружности от антенны.

При увеличении частоты условия распространения радиоволн изменяются настолько, что для диапазона СВ характерным являются уже другие особенности. Средние волны сильнее поглощаются почвой и глубже проникают в ионосферу. Для объяснения особенностей их распространения надо рассматривать суточный режим ионосферы. Из-за большого поглощения в почве радиолинии, использующие земную волну, имеют протяженность лишь порядка 1000 км. В данном случае ионосферная волна способна отразиться лишь при электронной концентрации, свойственной слою E. Поэтому днем, когда существует более низкий слой D, волна проходит через него и практически полностью поглощается. Ночью поглощение соответственно гораздо меньше и радиолиния может работать на ионосферной волне, т.е. ночью в точку приема могут прийти одновременно земная и ионосферная волны, или две ионосферные волны.



Поскольку состояние ионосферы не остается постоянным, фаза проходящей через нее волны изменяется со временем. По этой причине в указанных случаях интерференция волн приводит то к усилению, то к ослаблению поля. Это называется «замиранием» или «федингом».

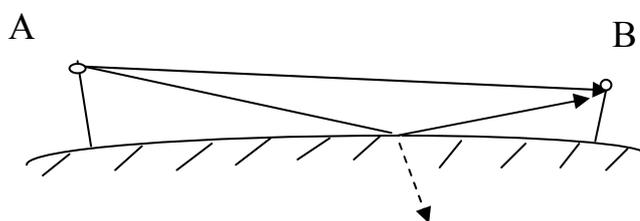
В диапазоне КВ земная волна при распространении быстро поглощается: почва проявляет себя как несовершенный (поглощающий) диэлектрик. Для диапазона КВ характерно столь значительное поглощение земной волны, что радиопередача при

ее помощи оказывается возможной лишь на десятки километров. Основной практический интерес здесь представляют ионосферные волны. В ионосферу эти волны проникают глубоко. Проходя слои D и E они могут испытывать отражения только при электронной концентрации N' , близкой к максимальной (слой F). Чем выше частота, тем большая концентрация N' требуется для реализации полного отражения при данном угле падения. Если отражения от ионосферы не происходит, волна уходит за пределы слоя F и к Земле не возвращается. При многократных возвращениях из ионосферы и отражениях от земной поверхности КВ покрывают практически любые расстояния, относительно мало затухая. Что касается поглощения ионосферных волн, то оно в данном диапазоне возрастает с уменьшением частоты. Таким образом, частоты выгодно повышать, но это возможно до определенных пределов, зависящих от изменяющихся условий. Днем электронная концентрация N' выше и используются волны 10 ÷ 25 м – «дневные волны». Диапазон «ночных волн» 35 ÷ 100 м. На состояние ионосферы оказывают влияние процессы, происходящие на Солнце. Слой F разрушается в результате магнитных бурь, на освещенной стороне земного шара может возникнуть внезапное (практически полное) поглощение КВ в следствие дополнительной ионизации слоя D под влиянием вспышек на Солнце. Особенностью радиолиний на КВ является существование *зоны молчания* - области, до которой земная волна не доходит (точнее, напряженность ее поля пренебрежимо мала) и куда не может прийти ионосферная волна, поскольку для этого отражение в ионосфере должно было бы произойти при весьма малом угле падения. Другим характерным эффектом, иногда наблюдаемом на КВ, является «кругосветное эхо» - наложение на принимаемый сигнал другого, который создается волной, обошедшей земной шар, и, соответственно, запаздывает по времени.

Сопоставляя связь на ДВ и КВ, надо учитывать, что передающие антенны ДВ представляют собой огромные сооружения, но остаются малыми по сравнению с длиной волны. Они имеют небольшой КПД и обладают слабой направленностью действия. В этом смысле на КВ положение значительно лучше. Дальняя связь осуществляется при помощи направленных антенн, мощности передатчиков

относительно малы. Но изменчивость ионосферы приводит к неустойчивости КВ радиосвязи.

В диапазоне УКВ ионосфера уже не обладает способностью возвращать рефрагирующий луч к Земле. Обычно используют распространение УКВ лишь в пределах прямой видимости и для связи с космическими объектами. Почва во всем диапазоне УКВ обладает свойствами поглощающего диэлектрика. Типичная радиолиния в данном диапазоне существует лишь в пределах прямой видимости (прямой и отраженный от Земли луч). Протяженность радиолинии увеличивается с высотой поднятия антенн над Землей.



На работу радиолиний сильное влияние оказывают систематические и случайные изменения свойств природных сред. Свойства ионосферы зависят от солнечной активности, испытывая суточные, сезонные и более медленные изменения. Тепловые режимы воздушной массы определяют свойства тропосферы. Случайные изменения, флуктуации свойственны в той или иной мере всем радиолиниям. Одно из проявлений этого – «замирание» передаваемых сигналов, случайные амплитудные вариации. Случайные изменения ведут к искажениям сигналов. Однако следует иметь в виду и полезную роль флуктуаций в виде пространственных образований в тропосфере и ионосфере. Рассеяние на этих неоднородностях обуславливает распространение УКВ за пределы прямой видимости.

Рекомендуемая литература

Основная

1. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. -М.: Наука, 1989.-544с.
2. Баскаков С.И. Электродинамика и распространение радиоволн. -М.: Высшая школа, 1992.-416с.
3. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцев А.Д. Техническая электродинамика. – М.: Радио и связь, 2000.-536с.
4. Кугушев А.М. и др. Основы радиоэлектроники. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Изд. МГТУ им. Н.Э.Баумана,2001.-368с.
5. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Сов. Радио, 1979. –376с.
6. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. –М.: Сов. Радио, 1975.-279с

Дополнительная

1. Лебедев Б.Б., Ферсман Г.А., Шанников Д.В. Техническая электродинамика. Исходные понятия и уравнения теории электромагнетизма: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГТУ. 1999.42с.
2. Акимов В.П., Бабенко Л.А. Техническая электродинамика. Электромагнитные волны в изотропных средах: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГТУ.2000.43с.
3. Ларионов А.М., Шанников Д.В. Техническая электродинамика. Распространение радиоволн в ионосфере: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГТУ.2000.35с