

**УЗБЕКСКОЕ АГЕНСТВО СВЯЗИ И ИНФОРМАТИЗАЦИИ
ТАШКЕНТСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ**

Кафедра
Антенно-фидерных
устройств

**Раздаточный материал по разделам дисциплин
Электромагнитные поля и волны,
Устройства СВЧ и антенны**
для студентов, обучающихся по направлениям образования:
5522000 – «Радиотехника», 5522100 – «Телевидение, радиосвязь и
радиовещание», 5524400 – «Мобильные системы связи»

Ташкент – 2008

Аннотация

Данный раздаточный материал предназначен для студентов, изучающих дисциплины «Электромагнитные поля и волны», «Устройства СВЧ и антенны» по направлениям образования: 5522000 – «Радиотехника», 5522100 – «Телевидение, радиосвязь и радиовещание», 5524400 – «Мобильные системы связи».

В раздаточном материале содержатся основные понятия, математические выражения, рисунки, раскрывающие сущность электромагнитного поля и объясняющие физические процессы, происходящие с электромагнитными волнами в различных средах. Приведены конструкции основных типов элементов трактов СВЧ.

Данный материал будет полезен при проведении лекционных занятий с техническими средствами обучения, для дистанционного обучения, а также при самостоятельной подготовке к лабораторному практикуму.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Электромагнитное поле (ЭМП) - вид материи, характеризующийся совокупностью взаимно связанных и взаимно обуславливающих друг друга электрического и магнитного полей.

Частицы ЭМП - фотоны массы покоя не имеют, так как существуют только в движении со скоростью

$$c \approx 3 \cdot 10^8, \text{ м/с}$$

в вакууме. Вещество никогда не может достигнуть этой скорости, т.к. его масса

$$m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

при этом обратилась бы в бесконечность.

Взаимосвязь массы m со скоростью перемещения c и энергией материи

$$W = mc^2$$

ВЕКТОРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Вектор напряженности электрического поля E равен пределу отношения силы воздействия поля на неподвижный точечный заряд к величине этого заряда

$$\vec{E} = \lim_{q \rightarrow 0} \frac{\vec{F}}{q}, [B/m]$$

Таким образом вектор напряженности электрического поля – есть сила, действующая на единичный точечный заряд, находящийся в пространстве неподвижно.

СВЯЗЬ ВЕКТОРА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СМЕЩЕНИЯ С ВЕКТОРАМИ
НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ПОЛЯРИЗОВАННОСТИ

Вектор электрического смещения D представляет собой геометрическую сумму двух различных векторных физических величин: напряженности электрического поля в рассматриваемой точке, умноженной на электрическую постоянную, и поляризованности вещества в той же точке

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, [\text{Кл}/\text{м}^2]$$

Вектор поляризованности P определяется как предел отношения суммарного дипольного момента вещества в объеме ΔV к величине этого объема при $\Delta V \rightarrow 0$

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V}, [Кл/м^2]$$

ϵ_0 - электрическая постоянная

$$\epsilon_0 = 10^{-9} / 36\pi, [Ф/м]$$

ВЕКТОРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

СВЯЗЬ ВЕКТОРА НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ВЕКТОРАМИ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ И НАМАГНИЧЕННОСТИ

Вектор напряженности магнитного поля H представляет собой геометрическую разность двух различных векторных физических величин: магнитной индукции в рассматриваемой точке, деленной на магнитную постоянную, и намагниченности вещества в той же точке

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}, [A/m]$$

B - вектор магнитной индукции, $[Bб/м^2]$

M - вектор намагниченности, $[A/м]$

ОПЕРАТОРЫ ВЕКТОРОВ ПОЛЯ

Основными операторами, используемыми при анализе электромагнитных явлений являются: поток вектора через поверхность, циркуляция вектора по замкнутому контуру, дивергенция и ротор вектора.

$\oint_S \vec{D} d\vec{S}$ - поток вектора D через замкнутую поверхность S ,

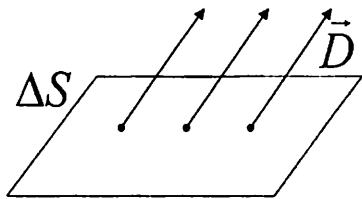
$\oint_L \vec{H} d\vec{l}$ - циркуляция вектора H по замкнутому контуру.

Операции «поток» и «дивергенция» связаны между собой равенством

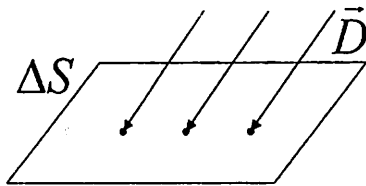
$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{D} d\vec{S}}{V} = \operatorname{div} \vec{D},$$

т.е. поток вектора через поверхность, окружающую точку в пространстве отображает его дивергенцию.

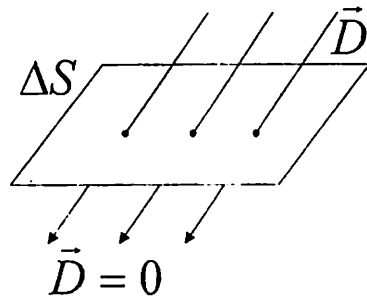
К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ДИВЕРГЕНЦИИ:



$$\vec{D} > 0$$



$$\vec{D} < 0$$



$$\vec{D} = 0$$

Точки, куда входят линии D - сток,
 точки, из которых выходят линии D - исток.

В прямоугольной системе координат дивергенция представляется суммой частных производных проекций вектора по своим направлениям:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \frac{\partial \vec{D}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{D}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{D}_z}{\partial z}.$$

В отличие от дивергенции операция ротор дает векторную величину. Нормальная к поверхности контура циркуляции составляющая ротора связана операцией взятия предела

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{\oint_L \vec{H} d\vec{l}}{S},$$

где S - площадь, заключенная внутри контура L , окружающая в пределе точку в пространстве.

В прямоугольной системе координат операция взятия ротора представляет комбинацию частных производных проекций вектора

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \left(\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial z} \right) \vec{i}_x + \left(\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right) \vec{i}_y + \left(\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right) \vec{i}_z,$$

где i_x, i_y, i_z - представляют единичные векторы (орты) осевых направлений.

КЛАССИФИКАЦИЯ СРЕД

Свойства среды характеризуются параметрами ϵ_a , μ_a и σ :

ϵ_a - абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, (Ф/м)

μ_a - абсолютная магнитная проницаемость среды, (Гн/м)

σ - удельная проводимость среды, (Сим/м).

$$\epsilon = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_0} \qquad \mu = \frac{\mu_a}{\mu_0}$$

В зависимости от свойств параметров ϵ_a , μ_a и σ различают следующие среды:

- линейные, в которых параметры ϵ_a , μ_a и σ не зависят от величины электрического и магнитного полей, и
- нелинейные, в которых параметры ϵ_a , μ_a и σ (или хотя бы один из них) зависят от величины электрического или магнитного поля.

Все реальные поля, по существу, являются нелинейными.

Линейные среды делятся на однородные и неоднородные, изотропные и анизотропные.

Однородными называют среды, параметры ϵ_a , μ_a и σ которых не зависят от координат, т.е. свойства среды одинаковы во всех ее точках.

Среды, у которых хотя бы один из параметров ϵ_a , μ_a или σ является функцией координат, называют неоднородными.

Если свойства среды одинаковы по разным направлениям, то среду называют изотропной.

Среды, свойства которых различны по разным направлениям, называют анизотропными.

ϵ		μ		σ (Сим/м)	
Воздух	1,0006	Воздух	1,00000038	Серебро	$6,14 \cdot 10^7$
Полиэтилен	2,25	Вода	0,999991	Медь	$5,65 \cdot 10^7$
Кварц	4,5	Медь трансформ	0,9999897	Алюминий	$3,54 \cdot 10^7$
Стекло	$3 \div 10$	Стекло	0,9999876	Железо	10^7
Вода дистил	81,1	Железо	10^4	Фарфор	$3,1 \cdot 10^{-13}$

ПЕРВОЕ МАТЕРИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

$$\vec{D} = \epsilon_a \cdot \vec{E}$$

ВТОРОЕ МАТЕРИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

$$\vec{B} = \mu_a \cdot \vec{H}$$

ТРЕТЬЕ МАТЕРИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
(закон Ома в дифференциальной форме)

$$\vec{J}_{np} = \sigma \vec{E}$$

Параметры ϵ_a , μ_a и σ зависят от физико-химических особенностей (структуры) данного вещества, температуры, частоты, давления и силы воздействующих полей.

ПЕРВОЕ УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМЕ
 (обобщение закона полного тока - закона Ампера)

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_{np} + I_{см}$$

$$I_{np} = \int_S \vec{J}_{np} d\vec{S} \quad I_{см} = \int_S \vec{J}_{см} d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S}$$

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{J}_{np} d\vec{S} + \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S}$$

Циркуляция H по замкнутому контуру в ЭМП численно равна алгебраической сумме токов проводимости и смещения, пронизывающих поверхность внутри контура.

ПЕРВОЕ УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФОРМЕ
(обобщение закона полного тока - закона Ампера)

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J}_{\text{ПП}} + \vec{J}_{\text{СМ}}$$

$$\vec{J}_{\text{ПП}} = \sigma \vec{E} \quad \vec{J}_{\text{СМ}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Данное уравнение утверждает, что H в любой точке ЭМП равен алгебраической сумме плотностей токов проводимости и смещения протекающей через данную точку.

ВТОРОЕ УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМЕ
(обобщение закона индукции Фарадея)

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d}{dt} \int_S \vec{B} d\vec{S}$$

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$$

Циркуляция вектора E по замкнутому контуру равна скорости изменения магнитного потока, взятого с обратным знаком.

ВТОРОЕ УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФОРМЕ
(обобщение закона индукции Фарадея)

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{B} = \mu_a \vec{H}$$

Вычисляемый $\operatorname{rot} E$ в любой точке поля совпадает по величине и направлению с вектором скорости изменения B , взятого с обратным знаком.

10'QUV ZALI

ТРЕТЬЕ УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМЕ
(обобщение закона Гаусса)

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \pm \Sigma Q_{CB},$$

ΣQ_{CB} – алгебраическая сумма свободных электрических зарядов, расположенных в объеме, ограниченных поверхностью S .

$$Q_{CB} = \int_V \rho dV,$$

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV$$

Поток вектора электрического смещения D через замкнутую поверхность S равен интегралу объемной плотности заряда по объему.

ТРЕТЬЕ УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФОРМЕ
(обобщение закона Гаусса)

$$\int_V \operatorname{div} \vec{D} dV = \int_V \rho dV$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho$$

В каждой точке поля $\operatorname{div} D$ численно равна объемной плотности зарядов в этой же точке.

ЧЕТВЕРТОЕ УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМЕ

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$$

Поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность всегда равен нулю. Линии вектора B замкнуты, либо уходят в бесконечность.

ЧЕТВЕРТОЕ УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФОРМЕ

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

Магнитное поле соленоидально.

УЧЕТ СТОРОННИХ ИСТОЧНИКОВ

Сторонняя сила - электромагнитная величина, заданная как функция координат и времени в качестве исходной при расчете данного электромагнитного поля.

Первое уравнение Максвелла в дифференциальной форме с учетом сторонних сил (токов)

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J}_{\text{пр}} + \vec{J}_{\text{СТ}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

где $j_{\text{ст}}$ - плотность сторонних токов в рассматриваемой точке пространства.

Третье уравнение Максвелла в дифференциальной форме с учетом сторонних зарядов

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho + \rho_{\text{СТ}},$$

где $\rho_{\text{ст}}$ - объемная плотность сторонних зарядов.

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Монохроматическим полем называют одночастотное гармоническое колебание зарядов.

Представление уравнений в комплексной форме в ЭД делает упрощение многих задач. Это объясняется тем, что дифференцирование комплексной функции по времени равносильно произведению ее на $j\omega$, а интегрирование по времени – делению ее на $j\omega$ (a - абстрактный вектор):

$$\frac{\partial \dot{a}}{\partial t} = j\omega \dot{a} \quad \int \dot{a} dt = \frac{\dot{a}}{j\omega}$$

Комплексная диэлектрическая проницаемость среды $\tilde{\epsilon} = \epsilon_a \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_a} \right)$

Тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma}{\omega\epsilon_a}$

I УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В КОМПЛЕКСНОЙ ФОРМЕ

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J}_{\text{ПП}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \operatorname{rot} \dot{\vec{H}} = \dot{\vec{J}}_{\text{ПП}} + j\omega \dot{\vec{D}}$$

$$\vec{J}_{\text{ПП}} = \sigma \vec{E} \quad \vec{D} = \varepsilon_a \vec{E}$$

$$\operatorname{rot} \dot{\vec{H}} = \sigma \dot{\vec{E}} + j\omega \varepsilon_a \dot{\vec{E}} \quad \operatorname{rot} \dot{\vec{H}} = j\omega \varepsilon_a \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega \varepsilon_a} \right) \dot{\vec{E}}$$

$$\operatorname{rot} \dot{\vec{H}} = j\omega \tilde{\varepsilon} \dot{\vec{E}}$$

II УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В КОМПЛЕКСНОЙ ФОРМЕ

$$\tilde{\mu} = |\tilde{\mu}| \exp(-j\delta_M)$$

Угол δ_M характеризует отставание по фазе вектора B возникающее, например, в ферромагнетиках (явление гистерезиса).

$$\operatorname{rot} \dot{E} = -j\omega \tilde{\mu} \dot{H}$$

III УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В КОМПЛЕКСНОЙ ФОРМЕ

$$\operatorname{div} \dot{\vec{E}} = 0$$

IV УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА В КОМПЛЕКСНОЙ ФОРМЕ

$$\operatorname{div} \dot{\vec{H}} = 0$$

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

УСЛОВИЯ ДЛЯ НОРМАЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ВЕКТОРОВ E И D

Граничные условия – соотношения, показывающие связь между значениями векторов электромагнитного поля в разных средах у поверхности раздела.

Если на границе раздела сред поверхностный заряд отсутствует, то граничное условие принимает вид

$$\vec{D}_{1n} = \vec{D}_{2n},$$

т.е. в этом случае при переходе через границу раздела нормальная составляющая вектора D остается непрерывной.

При переходе через поверхность раздела, несущую поверхностный заряд, нормальная составляющая вектора D претерпевает скачкообразное изменение, причем величина этого скачка равна поверхностной плотности заряда ρ_S

$$\vec{D}_{1n} - \vec{D}_{2n} = \rho_S$$

Выражая D_{1n} и D_{2n} через E_{1n} и E_{2n} получаем

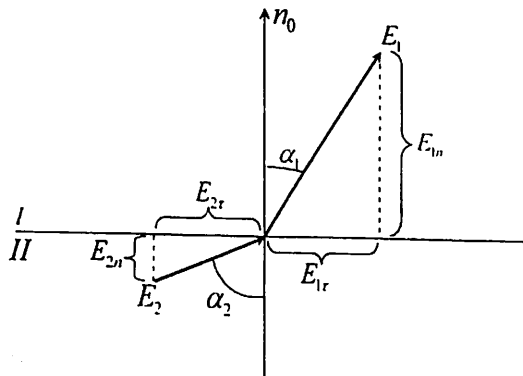
$$\varepsilon_{a1} \vec{E}_{1n} - \varepsilon_{a2} \vec{E}_{2n} = \rho_S$$

Если на границе раздела отсутствуют поверхностные заряды, то условие можно представить в виде

$$\frac{\vec{E}_{1n}}{\vec{E}_{2n}} = \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_{a1}}$$

Нормальная компонента вектора E при переходе через незаряженную поверхность раздела двух сред претерпевает разрыв, величина которого определяется отношением диэлектрических проницаемостей этих сред.

УСЛОВИЯ ДЛЯ КАСАТЕЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ВЕКТОРОВ E И D



Касательная составляющая вектора E непрерывна при переходе через границу раздела двух сред.

$$\vec{E}_{1r} = \vec{E}_{2r}$$

Касательная составляющая вектора D претерпевает разрыв, величина которого зависит от соотношения между диэлектрическими проницаемостями сред

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\epsilon_{a1}}{\epsilon_{a2}} \operatorname{tg} \alpha_2$$

$$\frac{\vec{D}_{1r}}{\vec{D}_{2r}} = \frac{\epsilon_{a1}}{\epsilon_{a2}}$$

УСЛОВИЯ ДЛЯ НОРМАЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ВЕКТОРОВ B И H

Нормальная компонента вектора B непрерывна при переходе через границу раздела двух сред

$$\vec{B}_{1n} = \vec{B}_{2n}$$

Нормальная составляющая вектора H испытывает разрыв, величина которого определяется отношением магнитных проницаемостей

$$\frac{\vec{H}_{1n}}{\vec{H}_{2n}} = \frac{\mu_{a2}}{\mu_{a1}}$$

УСЛОВИЯ ДЛЯ КАСАТЕЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ВЕКТОРОВ B И H

Если на границе отсутствуют поверхностные токи, то касательная составляющая вектора H оказывается непрерывной

$$\vec{H}_{1\tau} = \vec{H}_{2\tau}$$

Касательная составляющая вектора B претерпевает разрыв, величина которого определяется отношением магнитных проницаемостей

$$\frac{\vec{B}_{1\tau}}{\vec{B}_{2\tau}} = \frac{\mu_{a1}}{\mu_{a2}}$$

ТЕОРЕМА ПОЙНТИНГА

Комплексный вектор Пойнтинга

$$\tilde{\vec{\Pi}} = \frac{1}{2} [\dot{\vec{E}}, \vec{H}^*]$$

Вещественная часть комплексного вектора Пойнтинга равна среднему за период значению вектора Пойнтинга

$$\vec{\Pi}_{cp} = \text{Re} \tilde{\vec{\Pi}}$$

Среднее значение вектора Пойнтинга можно рассматривать как среднюю за период плотность потока энергии. Средний поток энергии через поверхность S , ограничивающую рассматриваемый объем V ,

$$P_{\Sigma cp} = \text{Re} \oint_S \tilde{\vec{\Pi}} d\vec{S}$$

ЭНЕРГИЯ И МОЩНОСТЬ ЭМП

Средняя мощность, выделяемая в объеме сторонними источниками

$$P_{cmcp} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_V j^{cm} \vec{E} dV$$

Средние значения электрической и магнитной энергии

$$W_{э, cp} = \frac{1}{4} \int_V \epsilon_a \dot{\vec{E}} \dot{\vec{E}}^* dV$$

$$W_{м, cp} = \frac{1}{4} \int_V \mu_a \dot{\vec{H}} \dot{\vec{H}}^* dV$$

УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА МОЩНОСТИ

Уравнение баланса комплексной мощности

$$\tilde{P}_{cm} = P_{\Pi cp} + \oint_S \tilde{\Pi} d\vec{S} + 2j\omega \{W_{m cp} - W_{э cp}\}$$

Уравнение баланса активной мощности

$$\operatorname{Re} \tilde{P}_{cm} = P_{\Pi cp} + \operatorname{Re} \oint_S \tilde{\Pi} d\vec{S}$$

Уравнение баланса реактивной мощности

$$\operatorname{Im} \tilde{P}_{cm} = \operatorname{Im} \oint_S \tilde{\Pi} d\vec{S} + 2\omega \{W_{m cp} - W_{э cp}\}$$

$\operatorname{Im} \oint_S \tilde{\Pi} d\vec{S}$ - мнимая часть потока комплексного вектора Пойнтинга.

ВЫРАЖЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ВЕЛИЧИНЫ УРАВНЕНИЙ БАЛАНСА МОЩНОСТИ

Средняя мощность потерь

$$P_{\text{П ср}} = \frac{\omega}{2} \int_V \varepsilon'' \dot{\vec{E}} \vec{E}^* dV + \frac{\omega}{2} \int_V \mu'' \dot{\vec{H}} \vec{H}^* dV$$

Среднее значение энергии электрического поля

$$W_{\text{э ср}} = \frac{1}{4} \int_V \varepsilon' \dot{\vec{E}} \vec{E}^* dV$$

Среднее значение энергии магнитного поля

$$W_{\text{м ср}} = \frac{1}{4} \int_V \mu' \dot{\vec{H}} \vec{H}^* dV$$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad \tilde{\mu} = \mu' - j\mu''$$

ВОЛНОВЫЕ УРАВНЕНИЯ

Неоднородные волновые уравнения (однородные уравнения Гельмгольца)

$$\nabla^2 \dot{\vec{E}} + \omega^2 \tilde{\varepsilon} \mu_a \dot{\vec{E}} = j \omega \mu_a \dot{\vec{J}}^{cm} + \frac{1}{\varepsilon_a} \text{grad } \dot{\rho}^{cm}$$

$$\nabla^2 \dot{\vec{H}} + \omega^2 \tilde{\varepsilon} \mu_a \dot{\vec{H}} = -\text{rot } \dot{\vec{J}}^{cm}$$

Однородные волновые уравнения (однородные уравнения Гельмгольца)

$$\nabla^2 \dot{\vec{E}} + \omega^2 \tilde{\varepsilon} \tilde{\mu} \dot{\vec{E}} = 0$$

$$\nabla^2 \dot{\vec{H}} + \omega^2 \tilde{\varepsilon} \tilde{\mu} \dot{\vec{H}} = 0$$

Оператор Лапласа в декартовой системе координат

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

ВОЛНЫ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Любую из составляющих векторов волны (либо электрическую, либо магнитную), которая рассматривается на большом расстоянии от источника волны, и, пренебрегая изменением амплитуды в пределах рассматриваемой области пространства можно записать как

$$\dot{\vec{E}}_m = \dot{\vec{E}}_0 \exp(-jkz) \qquad \dot{\vec{H}}_m = \frac{\dot{\vec{E}}_0}{Z_c} \exp(-jkz),$$

где

E_0 - начальная амплитуда вектора комплексной напряженности электрического поля,
 k - комплексный коэффициент распространения волны,
 z - координата точки, где определяется поле,
 Z_c - характеристическое (волновое) сопротивление среды.

Для мгновенных значений выражения для электрической и магнитной составляющих записываются как

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad H = \frac{E_0}{Z_c} \cos(\omega t - kz)$$

Из данных выражений следует, что поле представляет собой ЭМВ, которая распространяется вдоль оси oz .

Амплитуды векторов E и H не зависят от координат, т.е. волна является плоской и однородной.

Свойства волны в изотропной среде

- векторы E и H взаимно перпендикулярны, а также перпендикулярны к направлению распространения волны.
- векторы E и H изменяются в фазе, т.е. фазовый сдвиг между ними равен 0.

Фазовая скорость волны

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \mu_a}} = v_0$$

Отношение напряженностей электрического и магнитного полей равно волновому сопротивлению среды

$$\frac{\dot{E}}{\dot{H}} = \frac{\sqrt{\dot{E}_x^2 + \dot{E}_y^2}}{\sqrt{\dot{H}_x^2 + \dot{H}_y^2}} = Z_c = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}$$

Вводим понятия коэффициент ослабления и коэффициент фазы:

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\varepsilon_a \mu_a}{2}} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} - 1 \right)$$

α показывает во сколько раз уменьшается амплитуда волны при прохождении ее на расстояние 1 метр.

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\varepsilon_a \mu_a}{2}} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} + 1 \right)$$

β показывает на сколько радиан изменяется фаза волны при прохождении ее на расстояние 1 метр.

Волновое сопротивление является комплексной величиной:

$$z_c = \sqrt{\frac{\mu_a}{\tilde{\varepsilon}}} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a (1 - j \operatorname{tg} \delta)}} = |Z_c| \exp(j\psi),$$

где $|Z_c| = \sqrt{\frac{\mu_a \cos \delta}{\varepsilon_a}};$

$$\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \operatorname{tg} \delta = \frac{\delta}{2}.$$

Мгновенные значения векторов E и H :

$$\vec{E} = \vec{x}_0 E_0 \exp(-\alpha z) \cos(\omega t - \beta z)$$

$$\vec{H} = \vec{y}_0 \frac{E_0}{|Z_c|} \exp(-\alpha z) \cos\left(\omega t - \beta z - \frac{\delta}{2}\right)$$

Фазовая скорость плоской волны

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + tg^2 \delta} + 1)}}$$

Длина волны

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{1}{f \sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + tg^2 \delta} + 1)}}$$

Распространение волны сопровождается переносом энергии. Комплексный вектор Пойнтинга

$$\vec{\Pi} \approx z_0 \frac{E_0^2}{2|Z_c|} \exp(-2\alpha z) \exp(j\beta/2)$$

Средняя плотность потока энергии экспоненциально убывает вдоль оси oz

$$\vec{\Pi}_{cp} = z_0 \frac{E_0^2}{2|Z_c|} \exp(-2\alpha z) \cos \frac{\delta}{2}$$

ВОЛНЫ В ДИЭЛЕКТРИКАХ

В диэлектриках $\operatorname{tg}\delta \ll 1$, поэтому

$$\sqrt{1 + \operatorname{tg}\delta} \approx 1 + \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \delta$$

Коэффициент фазы и коэффициент затухания

$$\alpha = \frac{\omega}{2} \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}}; \quad \beta = \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \left(1 + \frac{1}{8} \operatorname{tg}^2 \delta \right)$$

Фазовая скорость волны

$$v_\phi = v_s \approx \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \left(1 + \frac{1}{8} \operatorname{tg}^2 \delta \right)} \approx v_0 \left(1 - \frac{1}{8} \operatorname{tg}^2 \delta \right)$$

Длина волны

$$\lambda = \frac{v_0}{f} \left(1 - \frac{1}{8} \operatorname{tg}^2 \delta \right)$$

ВОЛНЫ В ПРОВОДНИКАХ

В проводниках $tg\delta \gg 1$, поэтому в выражениях для α и β можно пренебречь единицей по сравнению с $tg\delta$. В результате получим

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\mu_a \sigma \omega}{2}} = \sqrt{\pi f \mu_a \sigma}$$

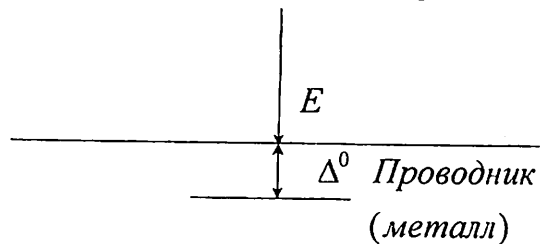
Постоянные α и δ нелинейно зависят от частоты. Следовательно, свойства волны будут существенно различными на различных частотах. Формулы для фазовой скорости, длины волны и волнового сопротивления в этом случае принимают вид:

$$v_\phi = v_s = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu_a \sigma}} = 2 \sqrt{\frac{\pi f}{\mu_a \sigma}} \quad \lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{\pi f \mu_a \sigma}} = \frac{2\sqrt{\pi}}{\sqrt{f \mu_a \sigma}}$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_a \omega}{\sigma}} \exp(j\pi/4) = (1+j) \sqrt{\frac{\mu_a \omega}{2\sigma}}$$

ПОЛЕ В МЕТАЛЛЕ. ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ

Расстояние Δ^0 , при прохождении которого электромагнитное поле ослабевает в e раз, называют глубиной проникновения поля в среду. Глубина проникновения Δ^0 определяется как величина, обратная коэффициенту ослабления:



$$\Delta^0 = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\omega \sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + tg^2 \delta} - 1)}}$$

В случае металла формула упрощается

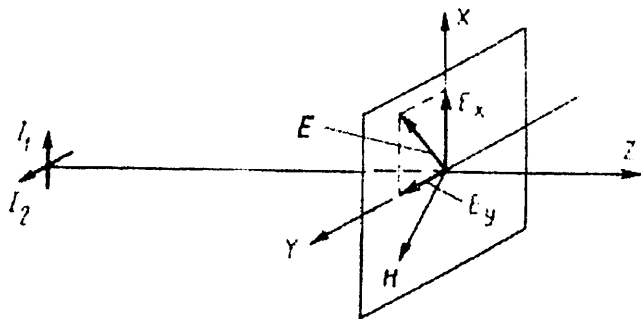
$$\Delta^0 = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_a \sigma}}$$

Глубина проникновения зависит от частоты: чем больше частота, тем меньше Δ^0 .

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВОЛН

Под поляризацией понимают закон изменения направления и величины E или H в данной точке пространства за время равное одному периоду колебания.

Ориентация векторов E и H относительно осей ox и oy зависит от источника, создающего волну.

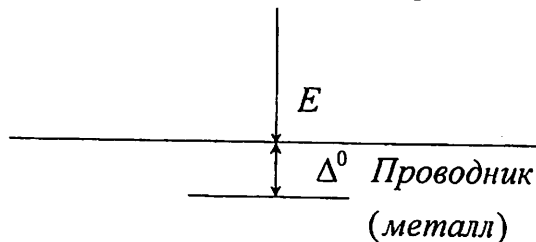


$$\vec{E} = x_0 E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi)$$

$$H = y_0 \frac{E_0}{Z_c} \cos(\omega t - kz + \varphi)$$

ПОЛЕ В МЕТАЛЛЕ. ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ

Расстояние Δ^0 , при прохождении которого электромагнитное поле ослабевает в e раз, называют глубиной проникновения поля в среду. Глубина проникновения Δ^0 определяется как величина, обратная коэффициенту ослабления:



$$\Delta^0 = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\omega \sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} - 1)}}$$

В случае металла формула упрощается

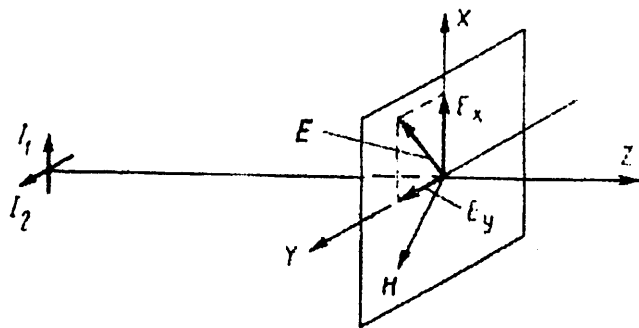
$$\Delta^0 = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_a \sigma}}$$

Глубина проникновения зависит от частоты: чем больше частота, тем меньше Δ^0 .

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВОЛН

Под поляризацией понимают закон изменения направления и величины E или H в данной точке пространства за время равное одному периоду колебания.

Ориентация векторов E и H относительно осей ox и oy зависит от источника, создающего волну.



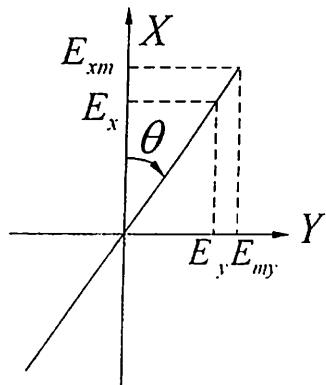
$$\vec{E} = x_0 E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi)$$

$$H = y_0 \frac{E_0}{Z_c} \cos(\omega t - kz + \varphi)$$

ВИДЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВОЛН

Существуют линейная, круговая и эллиптическая поляризации. Вид поляризации задается источником волны, которым является излучающая антенна.

Линейная поляризация получается при отсутствии фазового сдвига между ox и oy , либо при фазовом сдвиге кратному π , т.е.

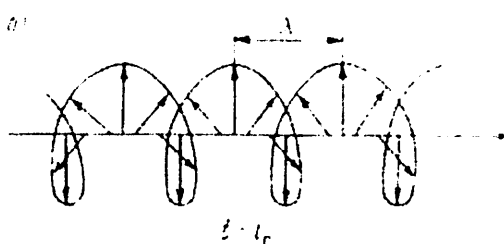
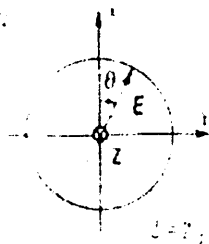


$$\varphi = \pm n\pi,$$

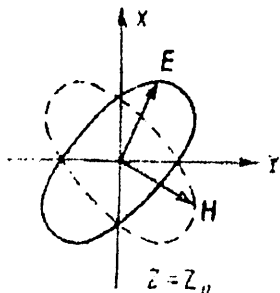
где $n=0,1,2,\dots$

ВИДЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВОЛН

Условием возникновения круговой поляризации является равенство и наличие фазового сдвига, определяемого как



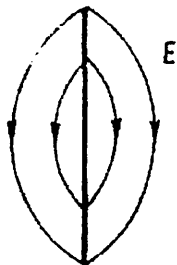
$$\varphi = \pm(2\pi n + 1) \frac{\pi}{2}$$



Если имеется случай, не удовлетворяющий двум предыдущим вариантам, то результирующий вектор вращается, при этом меняет свою амплитуду по эллиптическому закону – это называется эллиптической поляризацией.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВИБРАТОР

Элементарным электрическим вибратором (излучателем) называют короткий по сравнению с длиной волны провод, по всей длине которого ток имеет постоянные амплитуду и фазу.



Этот вибратор является, по существу, идеализированной, удобной для анализа излучающей системой, т.к. практически создание вибратора с неизменными по всей длине амплитудой и фазой тока невозможно.

Изучение элементарного вибратора крайне важно для понимания процесса излучения антенн. Любое проводящее тело, обтекаемое токами, можно считать как бы состоящим из множества элементарных электрических вибраторов, а при определении поля, создаваемого этими токами, воспользоваться принципом суперпозиции, т.е. рассматривать его как сумму полей элементарных вибраторов.

АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ЭМП ЭЛЕМЕНТАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА

При анализе структуры ЭМП вибратора пространство вокруг вибратора делят на три зоны: ($1/kr$ – величина, определяющая зависимость амплитуды напряженности поля вибратора от расстояния r):

- дальняя или волновая зона ($kr \gg 1$);

- ближняя зона ($kr \ll 1$);

- промежуточная зона, где kr соизмеримо с единицей.

Дальняя или волновая зона характеризуется условием $2\pi r \gg \lambda$.

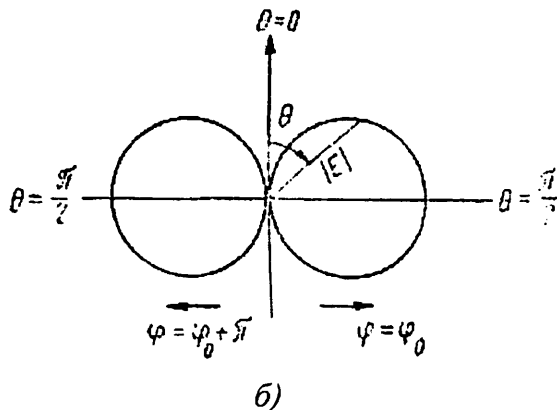
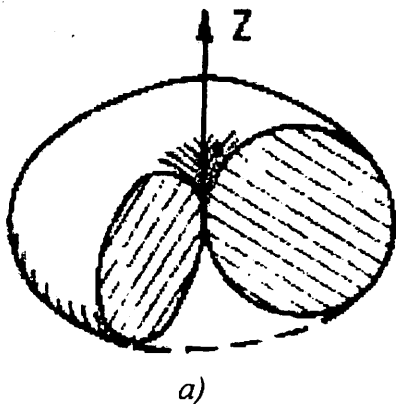
$$k = 2\pi/\lambda \qquad k^2 = 2\pi\omega\sqrt{\varepsilon_a\mu_a}/\lambda$$

$$\dot{E}_\theta = \frac{i I_m^{cm} l}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} \sin\theta \exp(i(\omega t - kr))$$

$$\dot{H}_\varphi = \frac{i I_m^{cm} l}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} \sin\theta \exp(i(\omega t - kr))$$

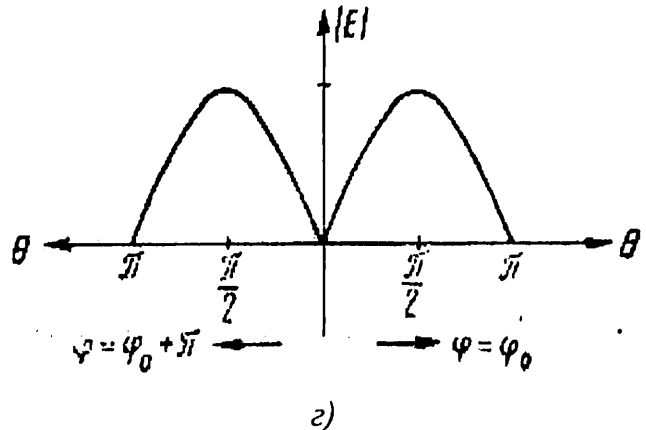
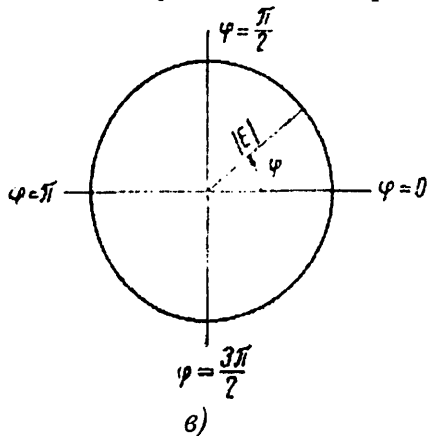
ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА

Пространственная диаграмма направленности элементарного электрического вибратора образует поверхность тора (рис.а). Диаграмма направленности в меридианальной плоскости, построенная в полярной системе координат, имеет вид восьмерки из двух окружностей (рис.б).



ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА

В экваториальной плоскости диаграмма направленности имеет вид окружности (рис.в). Диаграмма направленности электрического вибратора в меридианальной плоскости, построенная в декартовой системе координат, изображена на рис.г.



МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА

Средняя мощность, излучаемая в пространство элементарным электрическим вибратором

$$P_{\Sigma_{cp}} = \frac{1}{2} \left(\frac{I_m^{cm} l}{2\lambda r} \right)^2 \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta d\varphi$$

Входящий в это выражение двойной интеграл легко вычисляется и равен $8\pi/3$, следовательно,

$$P_{\Sigma_{cp}} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} (I_m^{cm})^2$$

Для свободного пространства ($\epsilon_a = \epsilon_0$, $\mu_a = \mu_0$)

$$P_{\Sigma_{cp}} = 40\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 (I_m^{cm})^2$$

по аналогии с обычным выражением для мощности, расходуемой в электрической схеме (закон Джоуля-Ленца)

$$P_{cp} = \frac{1}{2} R I_m^2$$

Формулу средней мощности, излучаемой элементарным электрическим вибратором можно представить в виде

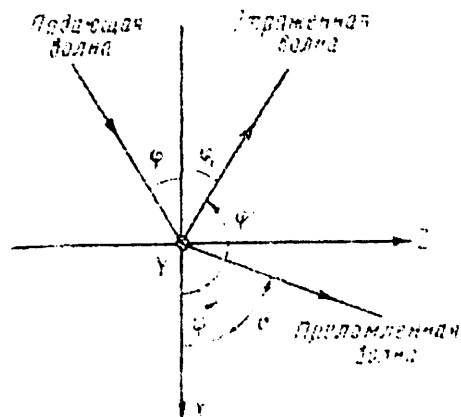
$$P_{\Sigma cp} = \frac{1}{2} R_{\Sigma} (I_m^{cm})^2$$

$$R_{\Sigma} = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}$$

Коэффициент R_{Σ} измеряется в омах и называется сопротивлением излучения. В свободном пространстве

$$R_{\Sigma} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2$$

ПАДЕНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ



Линейно поляризованная плоская волна электромагнитная волна падает на плоскую бесконечно протяженную границу раздела двух диэлектрических сред.

Угол φ между направлением распространения волны и нормалью к поверхности раздела называется углом падения.

φ' – угол между осью X и направлением распространения отраженной волны.

θ – угол между осью X и направлением распространения преломленной волны, называемый углом преломления.

ЗАКОНЫ СНЕЛЛИУСА

Процессы отражения и прохождения ЭМВ на границе раздела сред сходны по своей сущности с теми же процессами, что и происходит с оптическими лучами. Поэтому они подчиняются общим законам.

I закон связывает угол падения и угол отражения и говорит о том, что угол падения равен углу отражения.

II закон связывает угол падения с углом преломления через параметры сред и говорит о том, что отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению показателя преломления второй и первой сред друг к другу

$$\frac{\sin \theta_n}{\sin \theta_{np}} = \frac{n_2}{n_1}$$

КОЭФФИЦИЕНТЫ ФРЕНЕЛЯ

При рассмотрении волновых процессов на границах сред важно знать и уметь определять численно изменения амплитуд и фазовый сдвиг между падающей, отраженной и преломленной волнами. Эти процессы характеризуют коэффициент отражения и прохождения – коэффициенты Френеля.

R – коэффициент отражения

χ – коэффициент прохождения

Нормальная поляризация

$$R_{\perp} = \frac{Z_{c_2} \cos \theta - Z_{c_1} \cos \theta_{np}}{Z_{c_2} \cos \theta + Z_{c_1} \cos \theta_{np}}$$

$$\chi_{\perp} = \frac{2Z_{c_2} \cos \theta}{Z_{c_2} \cos \theta + Z_{c_1} \cos \theta_{np}}$$

Параллельная поляризация

$$R_{\parallel} = \frac{Z_{c_1} \cos \theta - Z_{c_2} \cos \theta_{np}}{Z_{c_1} \cos \theta + Z_{c_2} \cos \theta_{np}}$$

$$\chi_{\parallel} = \frac{2Z_{c_1} \cos \theta}{Z_{c_1} \cos \theta + Z_{c_2} \cos \theta_{np}}$$

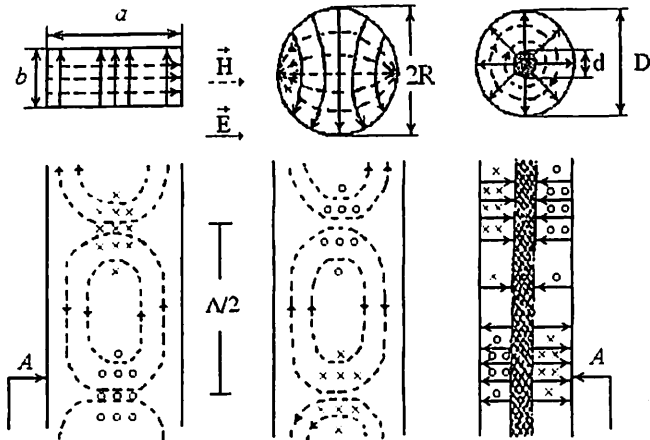
НАПРАВЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

В дециметровом и сантиметровом диапазонах, в основном, используются линии передачи закрытого типа, в которых вся энергия сосредоточена в пространстве, экранированном от внешней среды металлической оболочкой.

Основными, широко используемыми линиями передачи закрытого типа, являются коаксиальный волновод (состоящий из соосных круглых провода и экрана), прямоугольный, круглый и эллиптический волноводы.

В направляющих системах могут распространяться волны класса Т (поперечные электромагнитные волны), волны класса Н (поперечно-электрические или магнитные волны), волны класса Е (поперечно-магнитные или электрические волны). Необходимо отметить, что волны класса Т могут распространяться только в тех направляющих системах, в которых имеются два изолированных друг от друга проводника, по которым возможна передача энергии постоянного тока.

СТРУКТУРА ПОЛЯ В НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ



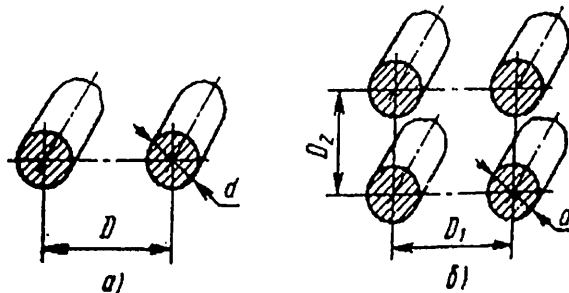
где a – внутренний размер широкой стенки прямоугольного волновода;
 b – внутренний размер узкой стенки прямоугольного волновода;
 D – диаметр оплётки коаксиального кабеля;
 d – диаметр центральной жилы коаксиального кабеля.

ТИПЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ ВОЛН

Линии передачи



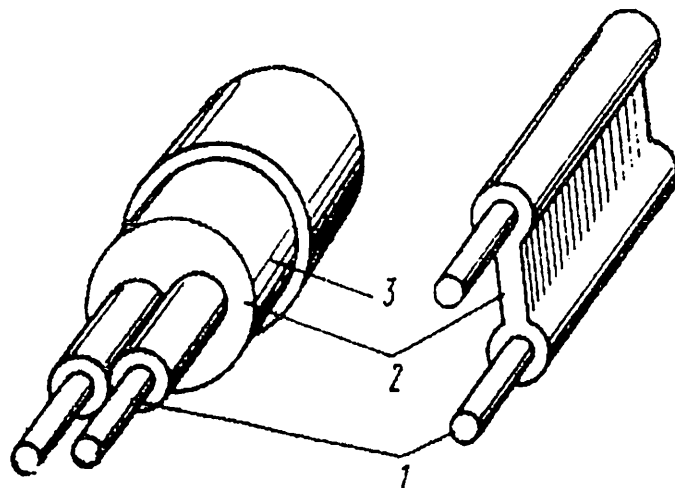
ПРОВОЛОЧНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ



Проволочные линии передачи с Т-волной

Открытая линия передачи из двух одинаковых параллельных проводников (а) с Т-волной применяется на гектометровых и метровых волнах для подключения антенн к приемным и передающим устройствам.

Четырехпроводные линии передачи, образованные из попарно соединенных проводников (б) отличаются меньшим паразитным излучением, более низким волновым сопротивлением и лучшей электрической проводимостью.

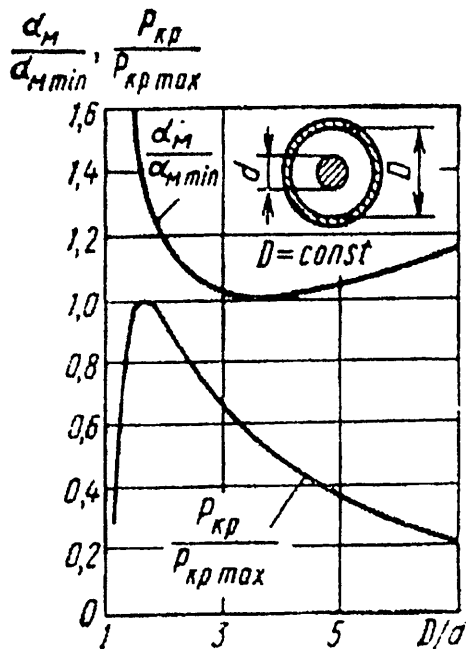


Неэкранированные двухпроводные кабели:

- 1 - проводники линий,
- 2 - диэлектрик,
- 3 - защитная диэлектрическая оболочка.

Двухпроводные линии передачи изготавливают также в виде гибких кабелей.

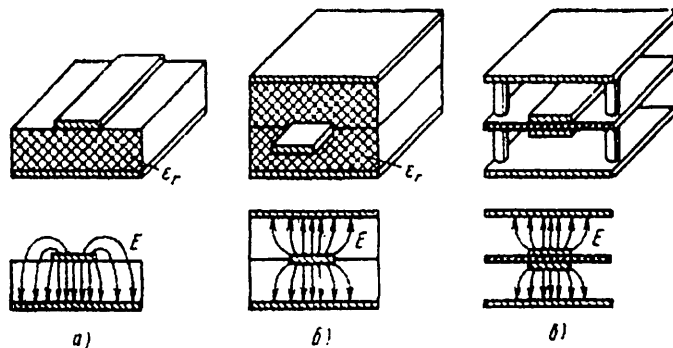
ХАРАКТЕРИСТИКИ КОАКСИАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА С Т-ВОЛНОЙ



Зависимость относительного коэффициента затухания α_n/α_{nmin} от отношения D/d имеет довольно плавный характер. При отклонении отношения D/d от оптимального значения удельная электропрочность $P_{кр}/P_{крmax}$ коаксиального волновода быстро уменьшается. Для снижения коэффициента затухания α_n и увеличения электропрочности необходимо увеличивать диаметр волновода D .

ПОЛОСКОВЫЕ И МИКРОПОЛОСКОВЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Полосковые и микрополосковые линии передачи применяются на дециметровых и сантиметровых волнах в основном для образования сложных разветвленных трактов, объединяющих в единое устройство СВЧ многие элементы.

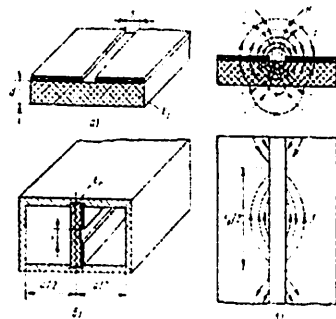


Полосковые линии передачи

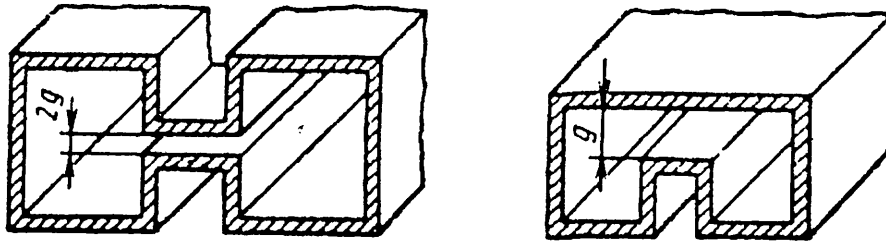
- а – несимметричная линия
- б – симметричная линия
- в – высокочастотная линия

ЩЕЛЕВАЯ ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ

Щелевая линия передачи представляет собой узкую щель в проводящем слое, расположенном на одной стороне диэлектрического листа с высокой проницаемостью. В щелевой линии распространяется замедленная Н-волна, электромагнитное поле которой концентрируется вблизи щели. Щелевые линии передачи также могут помещаться в прямоугольные экраны. Такие волноводно-щелевые линии удобно сочетаются с трактами на прямоугольных волноводах и часто применяются в конструкциях волноводно-полосковых излучателей.



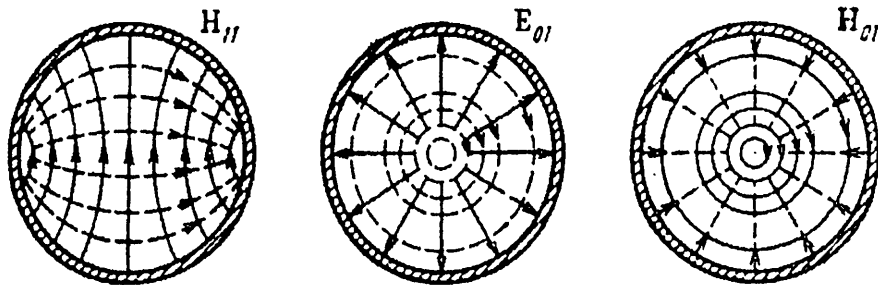
ПРЯМОУГОЛЬНЫЕ ВОЛНОВОДЫ



Н - и П - образный волноводы

Прямоугольные металлические волноводы применяются в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн для передачи мощности СВЧ на основной волне типа H_{10} . Критические длины волн для основных Н-типов колебаний в Н- и П-образных волноводах могут неограниченно увеличиваться при уменьшении зазоров g , в которых сосредоточено поперечное электрическое поле. Увеличение полосы частот в волноводах сопровождается снижением электропрочности и заметным возрастанием коэффициента ослабления.

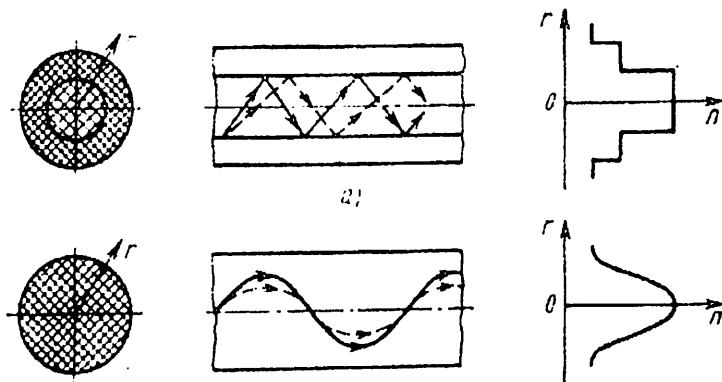
КРУГЛЫЕ ВОЛНОВОДЫ



Структуры полей в поперечном сечении круглого волновода

Круглые металлические волноводы используют главным образом для создания различных элементов тракта и реже – для передачи мощности на значительные расстояния. Наиболее широко используются три типа волн: магнитные волны H_{11} и H_{01} и электрическая волна E_{01} . В идеальном круглом волноводе эти волны теоретически независимы, однако любые нерегулярности реального волновода приводят к переходу энергии от волны одной поляризации к волне ортогональной поляризации, т.е. к изменению поляризации при движении волны вдоль волновода.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ



Волоконные световоды со ступенчатым (а) и плавным (б) изменением коэффициента преломления

Действие волоконно-оптических линий основано на распространении световой энергии в кварцевом волокне в результате полного внутреннего отражения. Волоконно-оптические линии передачи обеспечивают очень широкие полосы рабочих частот, идеальную помехозащищенность, практически полную развязку между каналами.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕГУЛЯРНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

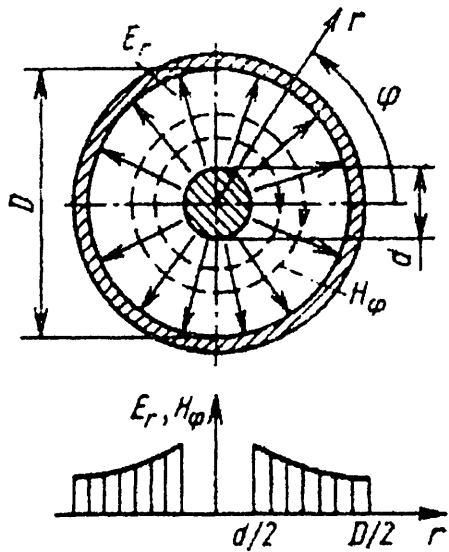
На регулярном участке любой линии передачи электромагнитное поле распространяющейся волны выбранного типа представляет собой суперпозицию (наложение) падающей и отраженной волн. Падающей волной называют бегущую волну, создаваемую генератором и движущуюся в сторону возрастания продольной координаты ξ . Отраженной называют бегущую волну, порождаемую нагрузкой или нерегулярностью и движущуюся в направлении, обратном направлению падающей волны. Как падающая, так и отраженная волны переносят вдоль линии передачи электромагнитную мощность.

Нормированные напряжения падающей и отраженной волн

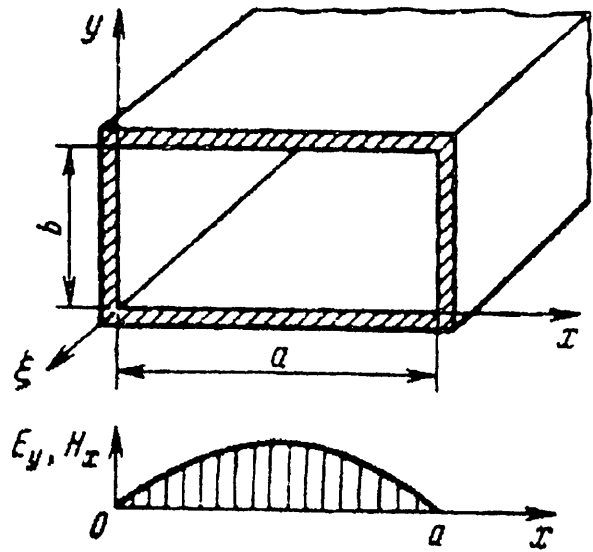
$$\dot{i}_{\Pi}(\xi) = \sqrt{P_{\Pi}} e^{j\varphi_{\Pi}^E} e^{-j\gamma\xi} = \dot{i}_{\Pi}(0) e^{-j\gamma\xi}$$

$$\dot{i}_0(\xi) = \sqrt{P_0} e^{j\varphi_0^E} e^{j\gamma\xi} = \dot{i}_0(0) e^{j\gamma\xi}$$

Фазы нормированных напряжений падающей и отраженной волн принимают равными фазам поперечных компонентов электрического поля для соответствующих волн.

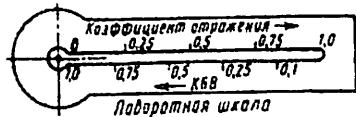
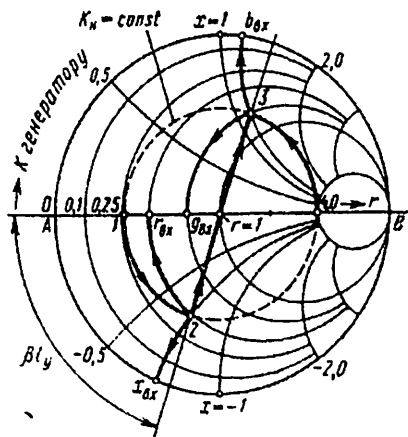


Коаксиальный волновод с T-волной



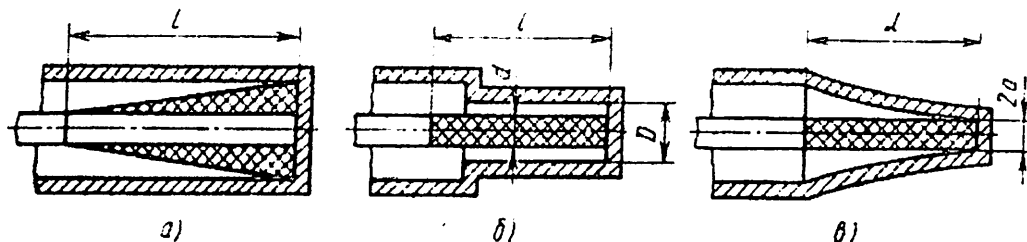
Прямоугольный волновод с волной типа H_{10}

КРУГОВАЯ НОМОГРАММА ДЛЯ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ



В инженерной практике при пересчетах сопротивлений и проводимостей в отрезках линий передачи удобно использовать круговую номограмму. Коэффициент отражения на круговой номограмме изображается в полярной системе координат. Для пассивных устройств модуль коэффициента отражения не превышает единицы, поэтому номограмма ограничена внешней окружностью единичного радиуса $|\rho|=1$. Центр номограммы соответствует нулевому коэффициенту отражения. Электрическая длина отсчитывается на номограмме в виде углов поворота радиуса-вектора, вращающегося вокруг центра номограммы. Вместо линий постоянных модулей коэффициента отражения наносят штриховые концентрические окружности постоянных КБВ. Часто круговая номограмма дополняется поворотной радиальной шкалой, на которую наряду с делениями КБВ (или КСВ) наносят также деления модуля коэффициента отражения.

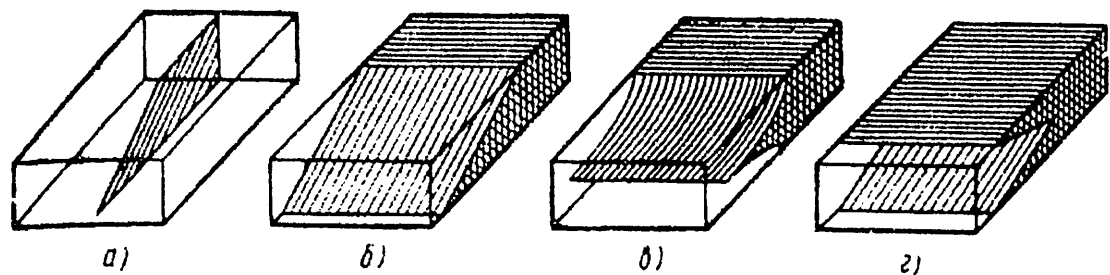
ЭЛЕМЕНТЫ ТРАКТОВ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ ДЛИН ВОЛН СОГЛАСОВАШИЕ НАГРУЗКИ



Коаксиальные согласованные нагрузки

- а – с объемным поглощающим элементом в виде конуса
- б – с экраном ступенчатой формы
- в – с экраном воронкообразной формы

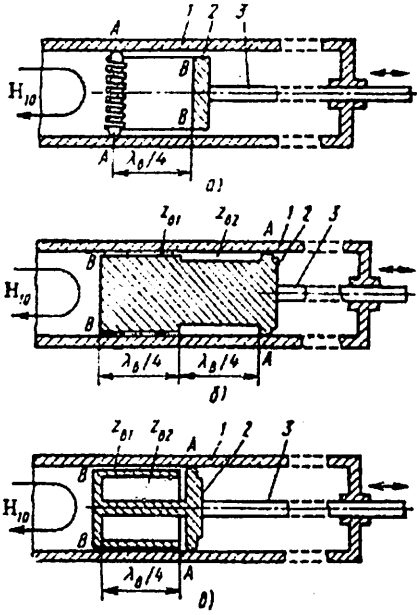
В коаксиальном тракте простейшей нагрузкой является сосредоточенный резистор с сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии. Однако на сантиметровых волнах размеры резистора становятся соизмеримыми с длиной волны, входное сопротивление становится частотно-зависимым и качество согласования ухудшается. Для снижения коэффициента отражения и расширения рабочей полосы частот коаксиальные нагрузки сантиметрового диапазона длин волн часто выполняют в виде отрезков нерегулярных линий передачи.



Волноводные согласованные нагрузки

Волноводные согласованные нагрузки выполняют в виде поглощающих вставок переменного профиля в отрезке короткозамкнутого волновода. В маломощных нагрузках вставки имеют вид тонких диэлектрических пластин, покрытых графитовыми или металлическими пленками (а). Объемные поглощающие вставки (б-г) с большой мощностью рассеяния выполняют из композитных материалов на основе порошков графита, карбонильного железа или карбида кремния. Для уменьшения отражений поглощающим вставкам придают вид клиньев или пирамид. Для улучшения теплоотвода площадь соприкосновения вставки со стенками волновода делают максимальной, а внешнюю поверхность волновода снабжают радиатором.

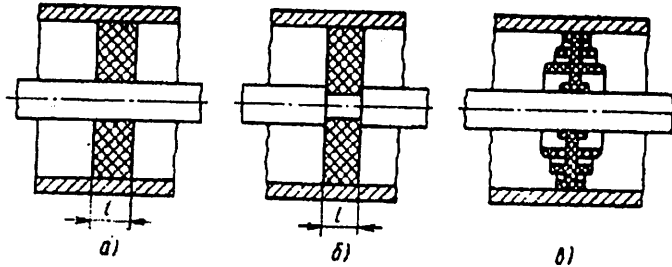
РЕАКТИВНЫЕ НАГРУЗКИ



Реактивные нагрузки, применяемые в качестве мер при измерениях на СВЧ, а также согласующих и управляющих устройствах, должны обладать стабильным нормированным входным сопротивлением, номинал которого может быть строго рассчитан по геометрическим размерам. Наибольшее распространение получили короткозамкнутые отрезки закрытых линий передачи, иначе говоря, короткозамкнутые шлейфы.

- Волноводные
 короткозамыкающие поршни:
- 1 - волновод
 - 2 - поршень
 - 3 - тяга

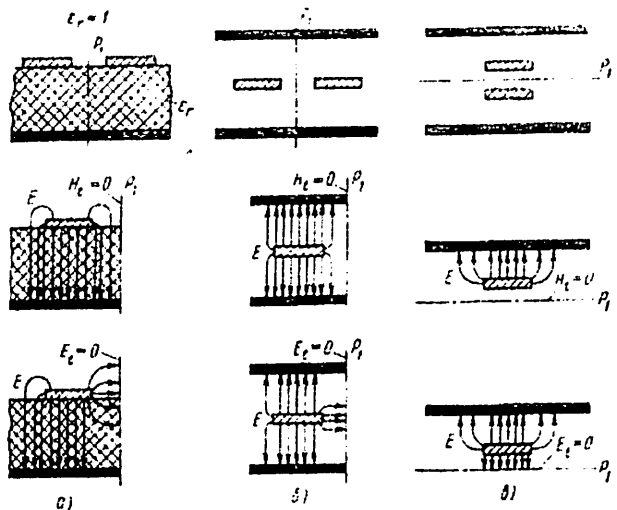
ИЗОЛЯТОРЫ ДЛЯ КОАКСИАЛЬНОГО ТРАКТА



Диэлектрические шайбы для коаксиальной линии

В жестких коаксиальных трактах существует проблема крепления внутреннего проводника коаксиальной линии. Наиболее распространены два способа крепления внутреннего проводника: с помощью диэлектрических шайб и с помощью металлических изоляторов. Простая диэлектрическая шайба (а), включенная в коаксиальную линию, имеет схему замещения в виде отрезка линии передачи. В утопленной шайбе (б) диаметр внутреннего проводника коаксиальной линии на участке, занятом шайбой уменьшен, тем самым сохранено постоянное волновое сопротивление. Диэлектрические шайбы снижают электрическую прочность тракта из-за облегчения условий пробоя по поверхности шайбы. Для увеличения электрической прочности на поверхности шайбы выполняют концентрические канавки и выступы (в).

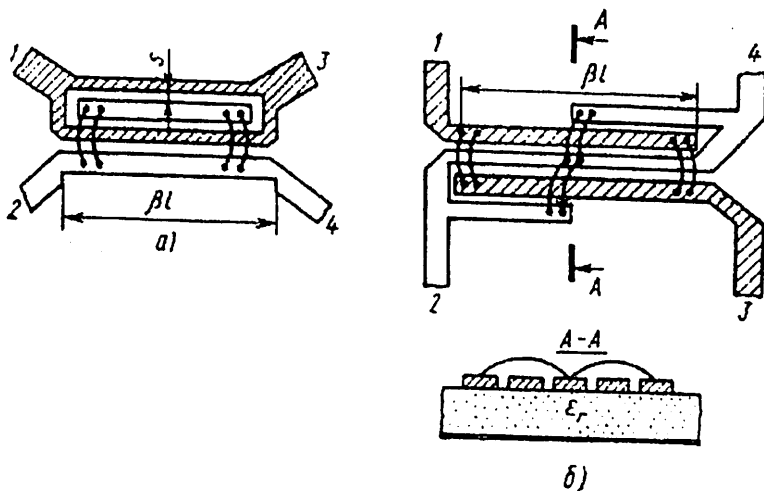
НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ



- Поперечные сечения связанных полосковых линий и соответствующие сечения парциальных четырехполосников синфазного и противофазного возбуждения:
- а – несимметричные полосковые линии с боковой связью
 - б – симметричные полосковые линии с боковой связью
 - в – симметричные полосковые линии с лицевой связью

O'QUV ZAU

НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ



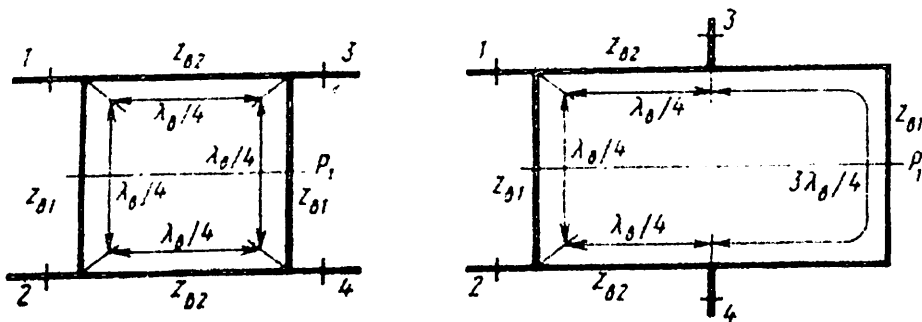
Направленные ответвители Ланге на связанных линиях:

а – без «перекрещивания» входных линий

б – с «перекрещиванием» входных линий

Выгодной особенностью ответвителей Ланге является возможность «перекрещивания» связанных линий, что иногда необходимо для удобного расположения выходов ответвителя.

КОЛЬЦЕВЫЕ НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ



а)

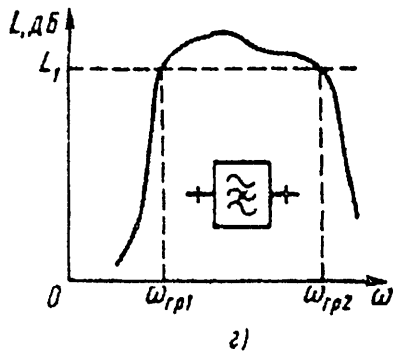
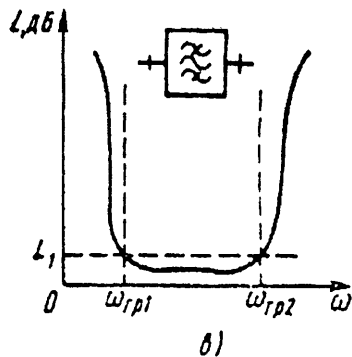
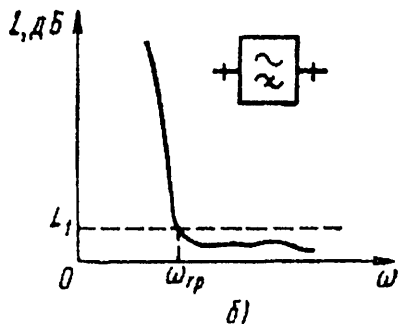
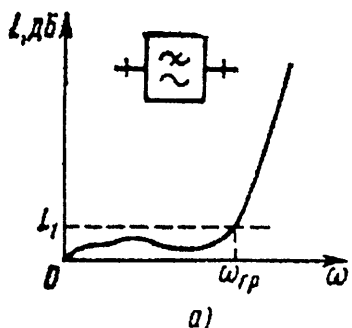
б)

Кольцевые направленные ответвители:

а – шлейфный («квадратный»)

б – гибридное кольцо

Шлейфный ответвитель состоит из четырех отрезков линий передачи одинаковой длины, образующих квадрат. Гибридное кольцо отличается от шлейфного ответвителя тем, что добавлен полуволновой трансформатор. Гибридное кольцо является ответвителем синфазно-противофазного типа.

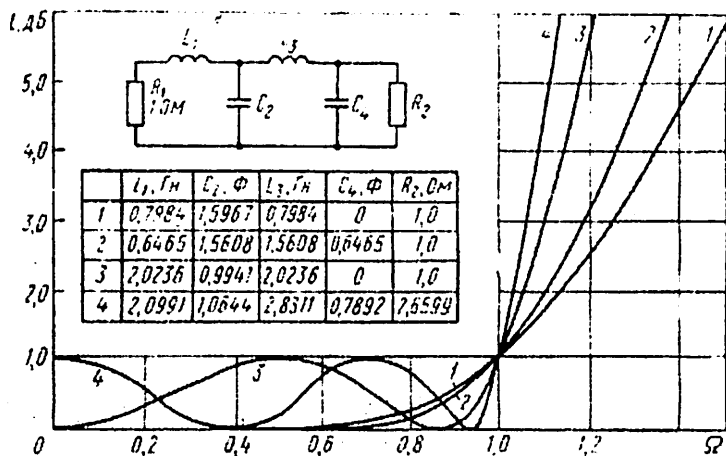


Фильтрами СВЧ называют пассивные четырехполюсники, осуществляющие передачу колебаний СВЧ в согласованную нагрузку в соответствии с заданной частотной характеристикой. Различают фильтры нижних частот (ФНЧ), фильтры верхних частот (ФВЧ), полосно-пропускающие фильтры (ППФ) и полосно-запирающие фильтры (ПЗФ).

ЧЕБЫШЕВСКАЯ ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

38

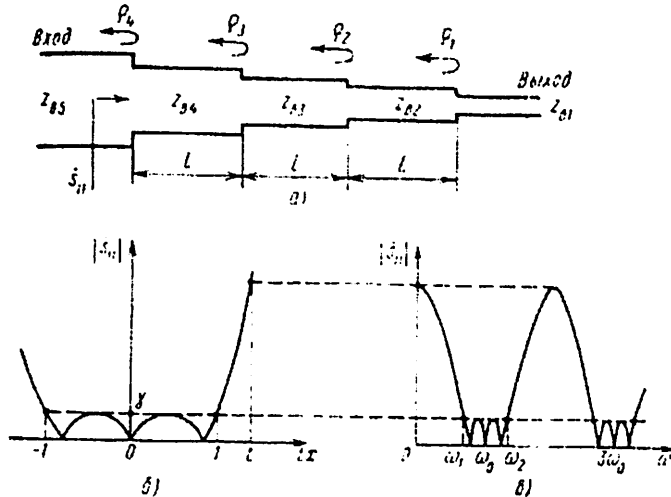
Частотная характеристика обеспечивает наилучшее приближение к идеальной прямоугольной частотной характеристике при заданном числе элементов фильтра.



Оптимальные частотные характеристики в НЧ-прототипе
«лестничного» фильтра

СТУПЕНЧАТЫЕ ПЕРЕХОДЫ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО СОГЛАСОВАНИЯ АКТИВНЫХ НАГРУЗОК

Задача согласования активных нагрузок возникает при необходимости стыковки двух линий передачи с разными размерами (или формой) поперечного сечения. Устройство, применяемое для согласования соединения двух линий передачи, называют переходом.

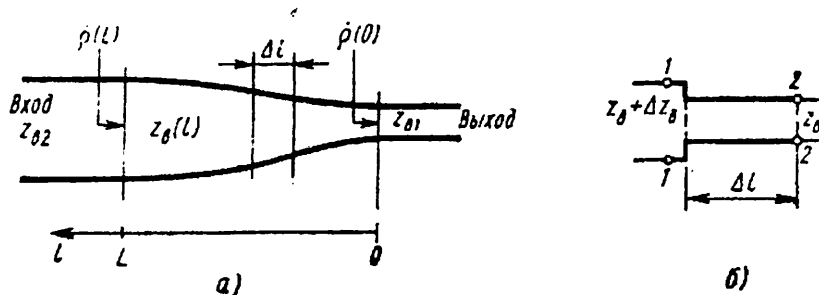


Наибольшее распространение получили переходы с чебышевскими и максимально плоскими частотными характеристиками коэффициента отражения.

Трехступенчатый чебышевский переход:
 а - схема; б, в - к пояснению частотной характеристики

ПЛАВНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО СОГЛАСОВАНИЯ АКТИВНЫХ НАГРУЗОК

Плавные переходы могут рассматриваться как предельный случай согласующих ступенчатых переходов при неограниченном увеличении числа ступеней и стремлении к нулю длины каждой из них.



Плавный согласующий переход:

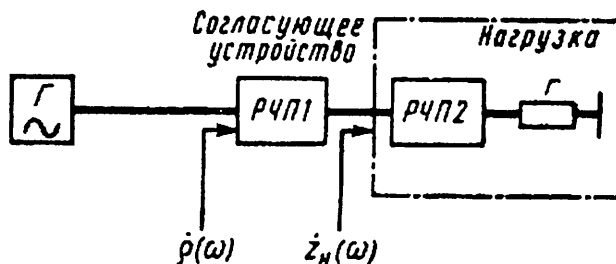
а – схема; б – элементарный участок перехода

При выборе перехода нужно учитывать такие факторы, как чувствительность частотных характеристик согласования к допускам на изготовление, материалоемкость конструкции, стоимость и др.

ШИРОКОПОЛОСНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ КОМПЛЕКСНЫХ НАГРУЗОК

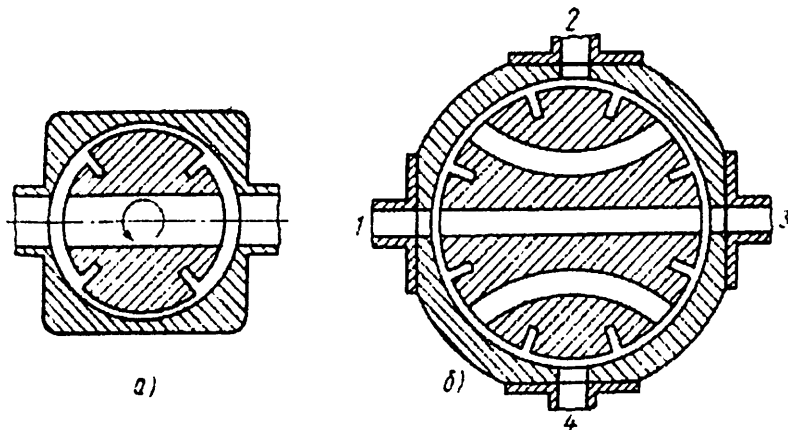
При широкополосном согласовании подбор реактивного согласующего устройства производят таким образом, чтобы достичь одной из двух целей:

1. получить максимальное значение КБВ в заданной полосе частот;
2. получить максимальную полосу частот согласования при указанном значении допустимого КБВ.

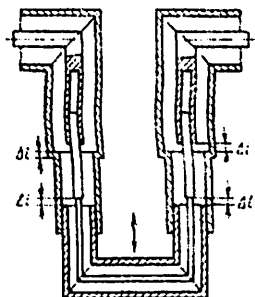


Общая схема широкополосного согласования комплексной нагрузки

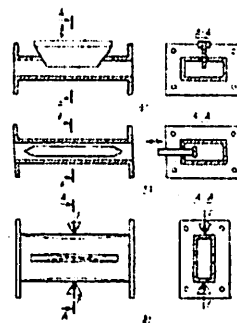
МЕХАНИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДНЫЕ КОММУТАТОРЫ



В волноводных трактах часто применяют механические выключатели и переключатели. В простейшем выключателе (а) соединение между волноводами производится с помощью волноводного канала в поворотном металлическом роторе. В более сложном переключателе (б) ротор содержит три волноводных канала, допускающих четыре типа соединений между четырьмя входами.

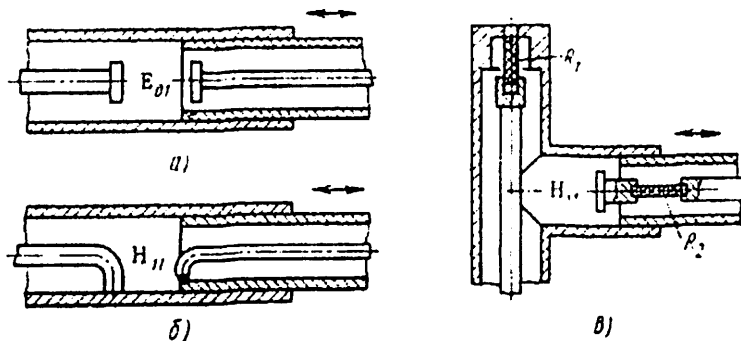


В механических фазовращателях проходного типа изменение длины отрезков линии передачи можно осуществлять, регулируя их геометрическую длину или изменяя коэффициент фазы. Механические фазовращатели, известные под названием «тромбон», используют для жесткого коаксиального тракта. В них обеспечивается постоянное волновое сопротивление.



Волноводные фазовращатели создают изменение коэффициента фазы волны H_{10} прямоугольного волновода. Скосы на края диэлектрической пластины играют роль плавных переходов, обеспечивающих согласование фазовращателя. Подбирая форму скосов, можно изменять вид зависимости вносимого фазового сдвига от глубины погружения пластины.

КОАКСИАЛЬНЫЕ АТТЕНУАТОРЫ



Для создания переменных аттенуаторов обычно используют явление экспоненциального ослабления волн в запердельных волноводах. В запердельном круглом волноводе (а) возбуждается волна типа E_{01} с помощью емкостного зонд. Во второй схеме (б) – волна типа H_{11} . На рис. (в) показан согласованный аттенуатор на запердельном волноводе с поглощающими резисторами. Центральный проводник входного коаксиального волновода возбуждает в круглом волноводе бокового ответвителя затухающую волну типа H_{11} , принимаемую на другом конце волновода индуктивным зондом.

Раздаточный материал по разделам диссертации
«Электромагнитные поля и волны»,
«Устройства СВЧ и антенны»

Рассмотрено на заседании кафедры АФУ
(протокол №36 от 9.06.2008) и рекомендовано к печати.

Рассмотрено на Научно-методическом Совете ТУИТ
(протокол № 1 от 18.09.08) и рекомендовано к печати.

Ответственный редактор доц. Ликонцев Д.Н.

Составители: доц. Губенко В.А.

асс. Корчагина Л.Л.

Редакционно-корректорная комиссия:

редактор доц. Абдуазизов А.А.

корректор ст. преп. Павлова А.А.

Формат 60x84 1/16

Заказ №-136. Тираж- 100

Отпечатано в Издательско полиграфическом
центре «АЛОҚАШНІ» при ТУИТ
Ташкент ул.Амир Темура , 108