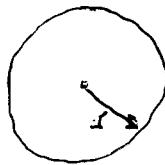
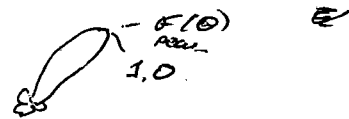


Первое отп-е КНЭ:

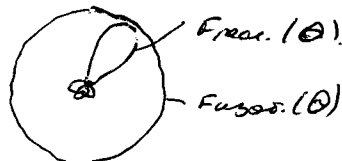
а) $\Delta \equiv \frac{P_{\text{ср, макс}}}{P_{\text{ср, равн}}}$ (4) - определяется как результат сравнения направленных свойств реальной антенны с идеальной изотропной антенной (Эталонной).
Изотропн. антенна



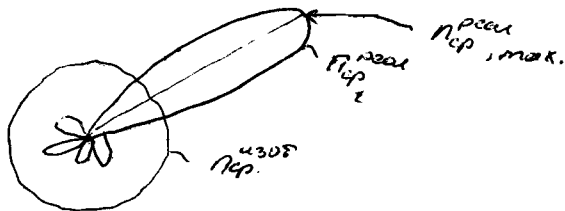
$F(\theta)$ - излучает равномерно во всех напр-ям.



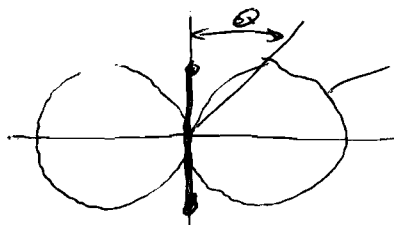
Предполагается, что обе антенны имеют одинаковую мощность излучения $P_{\text{ср}}$.



В отп-е (4) числителем $P_{\text{ср}}$ обозначена мощность, которая перерисует кардиналу:



Эталонная антенна:



$F(\theta) = \sin \theta$. Тогда по п. 4):

$$\Delta = \frac{S_0^2 20 (e/\lambda)^2 R^2 12}{8 R^2 I_0^2 30 (e/\lambda)^2} = 1,5.$$

Замечание.

КНД современных антенн составляет 10...1000 единиц.

Потому что антенны Герца - слабейшие из числа антенн близкий по своим напр. св. волн к изобретенной антенне.

Сопротивление излучения антенны Герца.

Рассм. γ -луч (2) : $R_{Z, \text{из}} \geq 0$

В этом случае она определяется ее можно рассм. как аналог тепловой мощности:

Тогда в соотв. с законом Джоуля - Ленца:

$$R_{Z, \text{из}} = \frac{I_0^2 R_Z}{2} \quad (6)$$

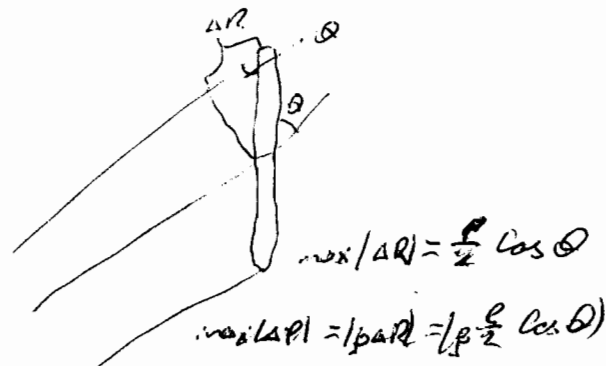
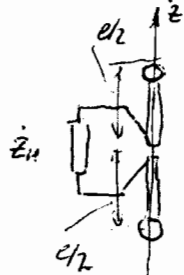
Здесь R_Z - сопр-е излучения.

Тогда для антенны Герца из (2) и (6):

$$\frac{I_0^2 R_Z}{2} = \frac{I_0^2 Z_0 \pi}{3} \left(\frac{e}{\lambda} \right)^2 \Rightarrow R_Z = 80 \pi^2 \left(\frac{e}{\lambda} \right)^2 \quad (7)$$

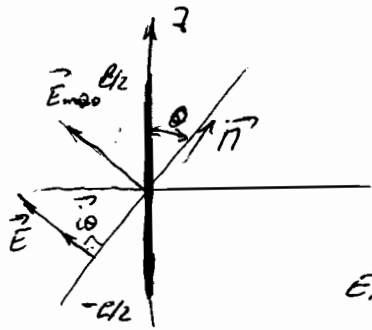
Из (6), если $I_0 = \text{const}$, то мощность излучения тем больше, чем больше сопр-е излучения. Т.е. R_Z \propto λ -зависит излучательную мощность.

Работа антенны Герца в резонансе угла.



$$\cos \angle \Delta R = \frac{l_2}{R} \cos \theta$$

$$\cos \angle \Delta R = \frac{l_2}{R} \cos \theta$$



$$\vec{E} = \vec{E}_0 = E_0 \vec{e}_0 \quad (1)$$

Значение напря-ти в средине диполя:

$E_{m0} = E_{m0}$, т.к. по предположению заряды равны нулю.

Найдем касательную составляющую вектора \vec{E}_{m0} на напря-е диполя:

$$E_{m\tau} = \begin{cases} E_{m0} \cos(\frac{\pi}{2} - \theta) \\ E_{m0} \cos(\theta - \frac{\pi}{2}) \end{cases} = E_{m0} \sin \theta$$

Диполь Герца представляется из идеализированной из идеальной проводника, поэтому пог действительн касат. составляющей свободные заряды имеют x-р электропроводящего вещества. Тогда в цепи нагрузки будет ток. Т.е. пог действительн внешнего поля \vec{E} в диполе Герца протекает ток.

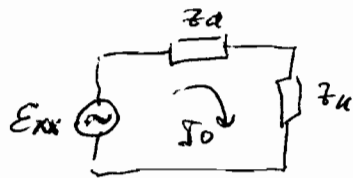
В резонансе "Граничные условия" будет показано, что касат. составл. на пов-ти идеального проводника полного xi-кого поля должна равняться нулю. Поэтому касат. внешнего поля должна быть уравновешена составляющей xi-кого поля, которое называют старшей силой. Это сила совершает работу по перемещению заряда от меньшей потенциалю к большей, которая называется ЭДС.

Т.е. в диполе пог действительн поле возбуждает ЭДС. \mathcal{E}

поэтому
→ разность
потенциалов
диполя

$$E_{\text{н}} = \int_{-l/2}^{l/2} \vec{E}_{\text{ст}} \cdot d\vec{e} = \int_{-l/2}^{l/2} -E_{m\tau} dl = -E_{m0} \sin \theta \cdot l \quad (3)$$

Тогда выходной сигнал можно было представить в виде:



Z_a - входное сопр-е сигнала
герца в режиме передачи.

Z_n - сопр-е нагрузки.

Тогда:

$$I_0 = \frac{-E_{m0} \sin \theta \cdot e}{Z_a + Z_n} \quad (4)$$

Подставим функцию напряженности в режим приема.

В режиме передачи: $F(\theta, \varphi) = \frac{E_m(\theta, \varphi)}{|E_m(\theta_0, \varphi_0)|}$

φ_n в режиме приема x -здат зависимость от θ, φ , нормированной по максимуму от направления прихода радиоволны и макс. волны.

Для сигнала Герца:

$$E_{xx} = -E_{m0} \sin \theta \cdot e$$

$$\max E_{xx} = E_{xx} \left(\frac{\pi}{2} \right) = -E_{m0} \cdot e$$

Тогда: Аппе. φ_n :

$$F(\theta) = \frac{|E_{xx}(\theta)|}{\max E_{xx}} = \sin \theta \quad (4)$$

Ранее показали, что в режиме передачи:

$$F(\theta) = j \sin \theta \Rightarrow |F(\theta)| = \sin \theta \quad (5)$$

т.е. φ_n в режиме приема и передачи одинакова.

Эта закономерность имеет общий характер. В теории антенн доказывалось, что коэффициент направленности φ -зад напр-ти $F(\theta, \varphi)$ в режиме приема и передачи одинаков и т.д.

Различие заключается в том, что в релятивистской теории электромагнетизма возмущения распространяются со скоростью света c , а в классической теории — со скоростью света c . В релятивистской теории возмущения распространяются со скоростью света c , а в классической — со скоростью света c .

Докажем равенство:

$$\operatorname{div}(\vec{a} \times \vec{b}) = \vec{b} \operatorname{rot} \vec{a} - \vec{a} \operatorname{rot} \vec{b} \quad (1)$$

Докажем.

$$d(uv) = du \cdot v + u \cdot dv \quad (2)$$

Добавим индекс i ,

$$d(uv) = d(u \cdot v_i + u_i \cdot v) = d(u \cdot v_i) + d(u_i \cdot v) = v_i \cdot du + u_i \cdot dv = du \cdot v + u \cdot dv$$

Применим данную методику при доказательстве соотношения (1):

т.е. св-во ∇ как оператора гравитации.

$$\operatorname{div}(\vec{a} \times \vec{b}) = \nabla \cdot (\vec{a} \times \vec{b}) = \nabla \cdot (\vec{a} \times \vec{b}_i + \vec{a}_i \times \vec{b}) = \nabla \cdot (\vec{a} \times \vec{b}_i) + \nabla \cdot (\vec{a}_i \times \vec{b})$$

Используем векторное св-во ∇ :

Рассм. первое слагаемое:

$$\nabla \cdot (\vec{a} \times \vec{b}_i) = (\nabla \times \vec{a}) \cdot \vec{b}_i = \vec{b}_i \cdot (\nabla \times \vec{a})$$

Аналогично второе слагаемое:

$$\nabla \cdot (\vec{a}_i \times \vec{b}) = -\nabla \cdot (\vec{b} \times \vec{a}_i) = -(\nabla \times \vec{b}) \cdot \vec{a}_i = -\vec{a}_i \cdot (\nabla \times \vec{b})$$

$$\text{Тогда: } \operatorname{div}(\vec{a} \times \vec{b}) = \vec{b}_i \cdot (\nabla \times \vec{a}) - \vec{a}_i \cdot (\nabla \times \vec{b}) = \vec{b} \operatorname{rot} \vec{a} - \vec{a} \operatorname{rot} \vec{b}$$

Handwritten text in a cursive script, likely a list or index, running vertically down the right edge of the page. The text is mostly illegible due to the high contrast and blurring of the scan.

$$\vec{a}(\vec{R}, t) = \text{Re} \{ \vec{a}(\vec{R}, t) \} = \text{Re} \left\{ \frac{1}{A_m(\vec{R})} \cdot e^{i\omega t} \right\}$$

$$\vec{b}(\vec{R}, t) = \text{Re} \{ \vec{b}(\vec{R}, t) \} = \text{Re} \left\{ \vec{\beta}(\vec{R}, t) e^{i\omega t} \right\}$$

$$\vec{A}_m(\vec{R}) = \vec{A}_{mx}(\vec{R}) \vec{e}_x + \vec{A}_{my}(\vec{R}) \vec{e}_y + \vec{A}_{mz}(\vec{R}) \vec{e}_z$$

$$a(\vec{R}, t) \cdot b(\vec{R}, t) = \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m \cdot \vec{B}_m^*}{2} \right\} + \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m \cdot \vec{B}_m}{2} e^{i2(\omega t - \vec{\beta} \cdot \vec{R})} \right\} \quad (1)$$

$$a(\vec{R}, t) \cdot b(\vec{R}, t) = \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m(\vec{R}) \cdot \vec{B}_m^*(\vec{R})}{2} \right\} + \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m(\vec{R}) \cdot \vec{B}_m(\vec{R})}{2} e^{i2\omega t} \right\} \quad (1')$$

Тогда скалярное произведение:

$$\vec{a}(\vec{R}, t) \cdot \vec{b}(\vec{R}, t) = \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m(\vec{R}) \cdot \vec{B}^*(\vec{R})}{2} \right\} + \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m(\vec{R}) \cdot \vec{B}_m(\vec{R})}{2} e^{i2\omega t} \right\} \quad (2)$$

При $\vec{a}(\vec{R}, t) = \vec{b}(\vec{R}, t)$:

$$\begin{aligned} \vec{a}(\vec{R}, t) \cdot \vec{a}(\vec{R}, t) &= |\vec{a}(\vec{R}, t)|^2 = \text{Re} \left\{ \frac{|\vec{A}_m(\vec{R})|^2}{2} \right\} + \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m(\vec{R}) \cdot \vec{A}_m(\vec{R})}{2} e^{i2\omega t} \right\} = \\ &= \frac{|\vec{A}_m(\vec{R})|^2}{2} + \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m(\vec{R}) \cdot \vec{A}_m(\vec{R})}{2} e^{i2\omega t} \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

Векторное произведение:

$$\vec{a}(\vec{R}, t) \times \vec{b}(\vec{R}, t) = \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m(\vec{R}) \times \vec{B}_m^*(\vec{R})}{2} \right\} + \text{Re} \left\{ \frac{\vec{A}_m(\vec{R}) \times \vec{B}_m(\vec{R})}{2} e^{i2\omega t} \right\} \quad (4)$$

Понятие комплексного вектора Найтинга:

$$\vec{H}(\vec{R}) = \frac{1}{2} [\vec{E}_m(\vec{R}) \times \vec{H}_m^*(\vec{R})] \text{ — физическое значение не имеет, но используется как вспомогательное средство.}$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{R}, t) &= \vec{E}(\vec{R}, t) \times \vec{H}(\vec{R}, t) \stackrel{(4)}{=} \\ &= \text{Re} \left\{ \underbrace{\frac{\vec{E}_m(\vec{R}) \times \vec{H}_m^*(\vec{R})}{2}}_{\vec{H}(\vec{R})} \right\} + \text{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m(\vec{R}) \times \vec{H}_m(\vec{R})}{2} e^{i2\omega t} \right\} \quad (6) \end{aligned}$$

В левой части — мгновенное значение вектора Найтинга.

Вектор \vec{P} первое слагаемое правой части не зависит от времени, а второе изменяется с частотой ω -ради.

Т.е. первое слагаемое описывает постоянную часть вектора, а второе - переменную (колеблющуюся) часть.

Тогда получим:

$$\vec{P}(\vec{R}, t) = \vec{P}_{const}(\vec{R}) + \vec{P}_{VAR}(\vec{R}, t) \quad (7)$$

$$\text{где } \vec{P}_{const}(\vec{R}) = \text{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m(\vec{R}) \times \vec{H}_m^*(\vec{R})}{2} \right\} \quad (8)$$

$$\vec{P}_{VAR}(\vec{R}, t) = \text{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m(\vec{R}) \times \vec{H}_m^*(\vec{R})}{2} e^{i2\omega t} \right\} \quad (9)$$

Усредняем за период:

$$\begin{aligned} \vec{P}_{cp}(\vec{R}) &= \frac{1}{T} \int_0^T \vec{E}(\vec{R}, t) \times \vec{H}(\vec{R}, t) dt \stackrel{\text{①}}{=} \text{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m(\vec{R}) \times \vec{H}_m^*(\vec{R})}{2} \right\} = \\ &= \text{Re} \left\{ \vec{P}(\vec{R}) \right\} \quad (10) \end{aligned}$$

Рассмотрим баланс мгновенных мощностей:

$$\frac{\partial W(t)}{\partial t} = -P_n(t) - P_z(t) + P_{cm}(t) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} W(t) &= \int_V \frac{\epsilon_0 |\vec{E}(\vec{R}, t)|^2 + \mu_0 |\vec{H}(\vec{R}, t)|^2}{2} dV \stackrel{\text{②}}{=} \int_V \underbrace{\frac{\epsilon_0 |\vec{E}_m(\vec{R})|^2 + \mu_0 |\vec{H}_m(\vec{R})|^2}{4}}_{P_0(\vec{R})} dV + \\ &+ \text{колебл. часть в-ра по аналогии}. \quad (12) \end{aligned}$$

Найдем среднее за период значение энергии эл.-маг поля в заданном объеме V :

$$W_{cp} = \frac{1}{T} \int_0^T \left[\int_V P_0(\vec{R}) dV \right] dt = \int_V P_0(\vec{R}) dV$$

$$W_{cp} = \int_V \frac{\epsilon_0 |\vec{E}_m(\vec{R})|^2 + \mu_0 |\vec{H}_m(\vec{R})|^2}{4} dV = W_{e,cp} + W_{m,cp} \quad (13)$$

$$W_{e,cp} = \int_V \frac{\epsilon_0 |\vec{E}_m(\vec{R})|^2}{4} dV \quad (14)$$

$$W_{m, \text{cp}} = \int_V \frac{\mu_0 |\vec{H}_m(\vec{R})|^2}{4} dV \quad (15)$$

Из р-я (13) - (15) следует, что средняя мощность не зависит от времени.

Аналогично рассмотрим отдельные моменты $P_n(t)$, $P_z(t)$, $P_{\text{от}}(t)$.

$$P_n(t) = \int_V \sigma |\vec{E}(\vec{R}, t)|^2 dV = \int_V \frac{\sigma |\vec{E}_m(\vec{R})|^2}{2} dV + \text{члены, зависящие от произв. коорд. } e^{i2\omega t} \quad (16)$$

$$P_z(t) = \oint_S \vec{n}(\vec{R}, t) \cdot d\vec{S} = \oint_S \text{Re} \{ \vec{n}(\vec{R}) \} \cdot d\vec{S} + \dots \quad (17)$$

$$P_{\text{от}}(t) = - \int_V \vec{E}(\vec{R}, t) \cdot \vec{j}_{\text{от}}(\vec{R}, t) dV = \int_V \text{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m(\vec{R}) \cdot \vec{j}_{\text{от}}^*(\vec{R})}{2} \right\} dV + \dots \quad (18)$$

Р-я (18) описывает баланс мгновенных мощностей внутри объема V , ограниченного замкнутой поверхностью S .

Найдем среднюю мощность в этом объеме - баланс мощностей, усредненный за период высокой ω -ты:

$$\frac{1}{T} \int_0^T \left[\frac{\partial W(t)}{\partial t} \right] dt = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_V \frac{\epsilon_0 |\vec{E}_m(\vec{R})|^2 + \mu_0 |\vec{H}_m(\vec{R})|^2}{4} dV \right\} \cdot \underbrace{\frac{1}{T} \int_0^T dt}_{=1} = 0 \quad (19)$$

Поэтому:

$$0 = - P_{n, \text{cp}} - P_{z, \text{cp}} + P_{\text{от}, \text{cp}} \quad (20) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow P_{\text{от}, \text{cp}} = P_{n, \text{cp}} + P_{z, \text{cp}} \quad (21)$$

- что мощность сторонних токов в среднем за период высокой ω -ты внутри объема V расходуется на мощность тепловых потерь внутри объема V и мощность излучения через пов-ть S .

т.е. в тепловом каске периода тепловой поток $P_{\text{от}}$ поля преобразуется в тепловой поток $P_{n, \text{cp}}$, а в тепловом другом каске периода - наоборот внутри объема V . Поэтому в среднем тепловой баланс нулю.

$$P_{r, \varphi} = \int_V \frac{\sigma |\vec{E}_m(\vec{R})|^2}{2} dV \quad (22) \quad \text{— м.к. вводится радиус равна нулю.}$$

$$P_{z, \varphi} = \oint_S R_0 \left\{ \frac{\vec{E}_m(\vec{R}) \times \vec{H}_m^*(\vec{R})}{2} \right\} \cdot d\vec{S} \quad (23).$$

$$P_{cs, \varphi} = - \int_V \frac{\vec{E}_m(\vec{R}) \cdot \vec{J}_{cs}^*(\vec{R})}{2} dV \quad (24).$$

Баланс комплексных мощностей.

Получим модель передачи энергии антенны как двухпроводника.

Запишем ур-я Максвелла I, II в комплексной форме:

$$(I) : \operatorname{rot} \vec{H}_m = \sigma \vec{E}_m + j\omega \epsilon_0 \vec{E}_m + \vec{J}_{m, \text{cm}}$$

$$(II) : \operatorname{rot} \vec{E}_m = -j\omega \mu_0 \vec{H}_m, \quad \begin{aligned} \vec{H}_m &= \vec{H}_m(\vec{R}) \\ \vec{E}_m &= \vec{E}_m(\vec{R}) \\ \vec{J}_{m, \text{cm}} &= \vec{J}_{m, \text{cm}}(\vec{R}) \end{aligned}$$

Используем ту же методику, как при получении баланса мгновенных мощностей.

$$\operatorname{div}(\vec{E}_m \times \vec{H}_m^*) = \vec{H}_m^* \cdot \operatorname{rot} \vec{E}_m - \vec{E}_m \cdot \operatorname{rot} \vec{H}_m^* \quad (24). (1)$$

Т.к. в (24) \vec{H}_m — комплексный, то умножим уравнение сопряженной к (I):

$$\vec{H}_m^* \left| \operatorname{rot} \vec{H}_m^* = \sigma \vec{E}_m^* - j\omega \epsilon_0 \vec{E}_m^* + \vec{J}_{m, \text{cm}}^* \right. \quad (25)$$

$$-\vec{E}_m \left| \operatorname{rot} \vec{E}_m = -j\omega \mu_0 \vec{H}_m \right.$$

$$\operatorname{div}(\vec{E}_m \times \vec{H}_m^*) = -\sigma |\vec{E}_m|^2 + j\omega \epsilon_0 |\vec{E}_m|^2 - j\omega \mu_0 |\vec{H}_m|^2 - \vec{E}_m \cdot \vec{J}_{m, \text{cm}}^* \quad (2)$$

$$\text{где } \vec{E}_m = \vec{E}_m(\vec{R}); \vec{H}_m = \vec{H}_m(\vec{R}), \vec{J}_{m, \text{cm}} = \vec{J}_{m, \text{cm}}(\vec{R}).$$

Далее действуем также, как и в случае учета полной баланс и мгновенных мощностей.

где \vec{H}_m и \vec{H}_m^* — комплексные векторы магнитного поля, \vec{E}_m — комплексный вектор напряженности электрического поля.

$$\int_{\text{объем}} \text{div}(\vec{E}_m \times \vec{H}_m^*) dV = \oint_S (\vec{E}_m \times \vec{H}_m^*) \cdot d\vec{S} - \text{оп-ия Радика-Остроградского.}$$

$$\oint_S (\vec{E}_m \times \vec{H}_m^*) \cdot d\vec{S} = - \int_V \sigma |\vec{E}_m|^2 dV - j\omega \int_V \mu_0 |\vec{H}_m|^2 dV + j\omega \int_V \epsilon_0 |\vec{E}_m|^2 dV - \int_V \vec{E}_m \cdot \vec{j}_{m, \text{св}} dV$$

Умножим на $1/2$ обе части, тогда:

$$\oint_S \frac{\vec{E}_m \times \vec{H}_m^*}{2} \cdot d\vec{S} = \underbrace{\int_V \frac{\sigma |\vec{E}_m|^2}{2} dV}_{P_n} - j\omega \underbrace{2 \int_V \frac{\mu_0 |\vec{H}_m|^2}{4} dV}_{W_m, \text{ср}} + j\omega \underbrace{2 \int_V \frac{\epsilon_0 |\vec{E}_m|^2}{4} dV}_{W_e, \text{ср}} + \underbrace{\left\{ - \int_V \frac{\vec{E}_m \cdot \vec{j}_{m, \text{св}}}{2} dV \right\}}_{P_{\text{св}}}$$

$$\vec{P} \triangleq \frac{\vec{E}_m \times \vec{H}_m^*}{2} \quad (3)$$

$$\dot{P}_Z = \oint_S \vec{P} \cdot d\vec{S} \quad \text{т.к. ранее показано: } P_{Z, \text{ср}} = \oint_S \text{Re} \{ \vec{P} \} \cdot d\vec{S} \quad (4)$$

— комплексная мощность излучения.

Ранее показано:

$$P_{\text{св}, \text{ср}} = - \int_V \text{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m \cdot \vec{j}_{m, \text{св}}}{2} \right\} dV \quad (6)$$

$$\text{Тогда: } \dot{P}_{\text{св}} = - \int_V \frac{\vec{E}_m \cdot \vec{j}_{m, \text{св}}}{2} \cdot dV \quad (7)$$

$$P_{Z, \text{ср}} = \text{Re}(\dot{P}_Z) - \text{активная мощность излучения.}$$

т.е. получим:

$$\dot{P}_Z = -P_n - j2\omega(W_{m, \text{ср}} - W_{e, \text{ср}}) + P_{\text{св}} \quad (8) - \text{баланс комплексных мощностей.}$$

Обобщим структурную схему передающей антенны в дальней зоне согласно выводу (8).

$$\dot{P}_Z = \oint_S \vec{n} \cdot d\vec{S}$$

Будем считать свободное пространство $r = \infty$, тогда $\vec{E}_i = \vec{E}_o = 120 \pi$.

$$\left. \begin{aligned} H_{\phi} &= \frac{E_{\theta}}{Z_0} \\ H_{\theta} &= -\frac{E_{\phi}}{Z_0} \\ \vec{E}_R &= 0; \quad H_{R} = 0 \end{aligned} \right\} (9)$$

Поэтому в данной зоне для свободного пространства $r = \infty$:

$$\vec{n} = \frac{1}{Z} \vec{E}_m \times \vec{H}_m = \frac{1}{Z} \begin{vmatrix} \vec{i}_R & \vec{i}_{\theta} & \vec{i}_{\phi} \\ 0 & E_{\theta} & E_{\phi} \\ 0 & -\frac{E_{\phi}}{Z_0} & \frac{E_{\theta}}{Z_0} \end{vmatrix} = \frac{|E_{\theta}|^2 + |E_{\phi}|^2}{2 Z_0} \vec{i}_R$$

т.е. в ДЗ вектор Пойнтинга является числом величин Z и направлен по оси \vec{i}_R .

$$|\vec{E}_m|^2 = |E_{\theta}|^2 + |E_{\phi}|^2, \text{ т.к. } E_{R} = 0.$$

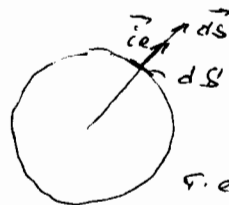
$$\text{тогда: } \vec{n} = \frac{|\vec{E}_m|^2}{2 Z_0} \vec{i}_R$$

Поэтому:

$$\dot{P}_Z = \oint_S \vec{n} \cdot d\vec{S} = \oint_S \frac{|\vec{E}_m|^2}{2 Z_0} \vec{i}_R \cdot d\vec{S} \quad (10) - \text{здесь можно}$$

использовать любую пов-сть, ок. выходящей энергии.

Проще всего использовать по сфере.



$$\Rightarrow d\vec{S} = \vec{i}_R \cdot dS$$

$$\text{тогда: } \dot{P}_Z = \oint_S \frac{|\vec{E}_m|^2}{2 Z_0} dS \quad (\vec{i}_R \cdot \vec{i}_R = 1)$$

т.е. в ДЗ данная удовлетворяет векторной форме.

$$\text{т.к. } \frac{|\vec{E}_m|^2}{2 Z_0} \geq 0, \text{ то } \dot{P}_Z \geq 0.$$

По аналогии с (10) (т.к. \dot{P}_Z - величина и не отрицательна):

$$P_Z = \frac{|\dot{E}_m|^2 R_Z}{2} \quad (11)$$



$\Omega \in \mathcal{R}$

т.е. R_2 заданом от, но, кама γ - ко Ω вадрава.

Потому вадар R_2 го вадрава и галма вадрава вадрава Ω и вадрава γ - ко Ω .

В вадрава вадрава Ω гадрава вадрава гадрава вадрава - вадрава вадрава вадрава.

$$P_n = - \int \sigma \frac{|E_m|^2}{2} dV = P_n \cdot 20 \text{ (12) вадрава}$$

Аналогично:

$$P_n = \frac{|I_m|^2 R_n}{2} \text{ (13) - вадрава } |I_m| \text{ вадрава, ко } \Omega \text{ и } \gamma \text{ - ко } \Omega$$

$$P_{cm} = - \int \frac{\vec{E}_m \cdot \vec{I}_m^*}{2} dV = - \text{ в гадрава вадрава вадрава.}$$

$$= \frac{\dot{E}_m \cdot \dot{I}_m^*}{2} \text{ (14)}$$

\dot{I}_m - вадрава вадрава, ко Ω и γ - ко Ω (13).

Потому вадрава γ - ко (12), (13), (14) в (18):

$$P_{ct} = P_n + P_2 + 2j\omega (W_{m,cp} - W_{e,cp}) \text{ (16)}$$

$$\frac{\dot{E}_m \dot{I}_m^*}{2} = \frac{|I_m|^2 R_n}{2} + \frac{|I_m|^2 R_2}{2} + 2j\omega (W_{m,cp} - W_{e,cp}) \text{ (17)}$$

$$\dot{E}_m \dot{I}_m^* = |I_m|^2 R_n + |I_m|^2 R_2 + 4j\omega (W_{m,cp} - W_{e,cp}) \text{ (18)}$$

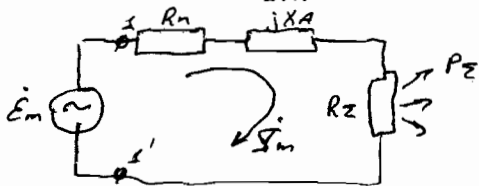
Потому $|I_m|^2 = \dot{I}_m \dot{I}_m^*$.

Разгеме на \dot{I}_m^* вадрава (18):

$$\dot{E}_m = (R_n + R_2 + jX_A) \dot{I}_m \text{ (19)}$$

$$\text{где } X_A = \frac{4\omega}{|I_m|^2} (W_{m,cp} - W_{e,cp}) \text{ (20) - реактивная}$$

конт-е.



$$\dot{E}_m = -\frac{1}{\dot{I}_m^*} \int_V (\vec{E}_m \cdot \vec{J}_m^*) dV \quad (21)$$

$$R_n = \frac{1}{|\dot{I}_m|^2} \int_V \sigma |\vec{E}_m|^2 dV \quad (22)$$

$$R_z = \frac{1}{|\dot{I}_m|^2} \oint_S \frac{|\vec{E}_m|}{2Z_0} dS \quad (23)$$

Входное сопротивление передающей антенны:

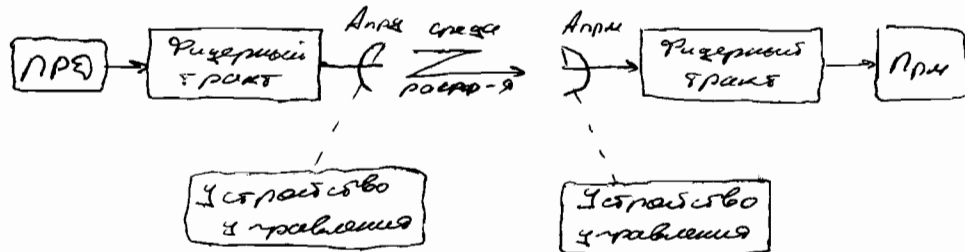
$$Z_0 = R_n + R_z + jX_A \quad (24)$$

Если выбранного значения \dot{I}_m можно измерить \vec{E}_m в $\Omega 3$ и рассчитать параметры схемы.

Ниже будет показана модель передающей антенны в виде четвертьволновика.

Модель в виде четвертьволновика введена из соображений сохранения энергии.

Структурная схема системы из ВВК имеет следующую форму с энергетическим потоком.



ПРЭ преобразует сообщение в э-маг. поле, которое в общем случае имеет мощность и направление. Метра сигнала и его кодирование.

От ПРЭ сигнал в виде направленного волна по волноводу передается к антенне системы. Антенна преобразует их в стержневую радиацию.

св вольно свободного пространства.

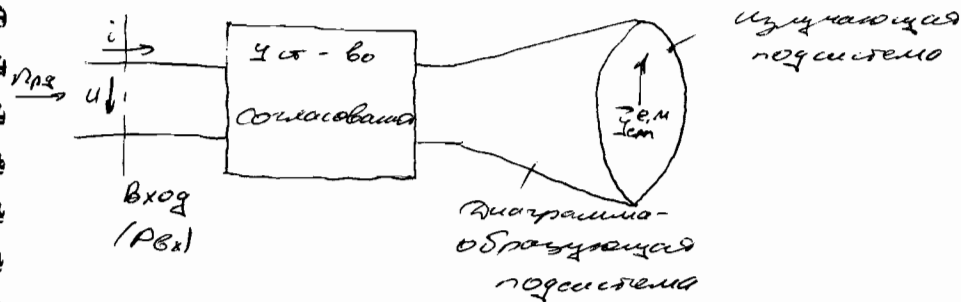
В случае радиолокации среда растер-я выключает в себя и радиолокационную цель.

Апри принимает э-маг волны свободного пространства и преобразует их в направленные волны, передаваемые по диэлектрическому волноводу, которое состоит из при, где выделит от передаваемое сообщение.

Г.е. диэлектрические тракты служат для передачи сигнала (палд) между передатчиком, приемником и антенной.

Уст-во для-я служит для изменения по-тенциала антенны в р-ве и для обеспечения требуемой поляризации.

Структурная схема антенной системы.



Излучающая подсистема (антенна, раскрыв) - одн-ств р-ва, создавая токаны вог диэлектрика (как реальная и-ше, так и диэлектрические материалы).

Радиол подсистема х-ад амплитудно-фазовый раскр-ем (АФР)

$$\vec{I}_{m, \sigma} = \vec{I}_{m, \sigma} (\vec{P}) ; \vec{P} \in \Omega$$

$$Q = Q(\vec{P})$$

$$P = P(\vec{R}) \quad \vec{R} \text{ - координаты.} \\ R \in V.$$



В АФР считается заданной. В зависимости от вида АФР формируется τ -ция нагр-ки изучаемого поля (нормированная x -ка), т.к.:

$$\vec{E}_m(\vec{R}) = E \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{e,u} \\ \vec{I}_{m,cs} \end{array} \right\}$$

$$\vec{H}_m(\vec{R}) = H \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{e,u} \\ \vec{I}_{m,cs} \end{array} \right\}.$$

В Диаграмма - образующая подсистема обеспечивает формирование предельного АФР.

Переходим соед с антенной системой с помощью линии передачи (энергетический тракт). Для согласования антен. системы с линией передачи необходимо учесть во согласовании.

С его помощью обеспечивается режим работы линии передачи, наиболее близкий к режиму свободной волны - это наиболее эффективный режим работы диода (при этом обеспечивается наибольший КПД, наилучшее согласование, наилучшее условие 2π -ной прозрачности линии передачи).

Вход антенной системы представляет собой экранное отапливаемое сечение линии передачи

$P_{вх}$ - активная мощность, проходящая через входное сечение.

В АФР может быть до 1000 входов.

Фиксация входного сечения необходима для однозначного задания параметров антенной системы.

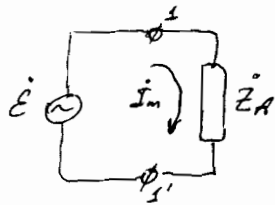
Здесь i, u - нормированные токи и напряжения. (см. модель линии передачи в виде тв-ива-емкостной функции линии).

Разная логическая модель может быть реализована физически различными способами.

В некоторых системах первое две посылки могут быть реализованы как единое целое.

Объемности отдачи приемной антенны
радиосистем.

Аппр.



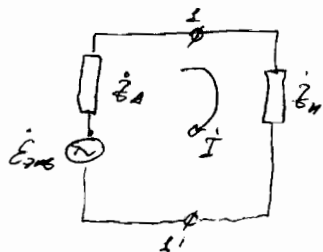
По отношению к Э.Д.С., создаваемую
генератором (передающим), антенна
представляет собой комплексное
сопротивление \dot{Z}_A , т.е. нагрузка

$$\dot{Z}_A = R_A + jX_A \quad (1)$$

$$R_A = R_n + R_E \quad (2)$$

Это схема цепи содержит представление системы
в виде пассивного звена.

Расам. приемную антенну:



Здесь сама антенная система
представлена в виде Э.Д.С. $\dot{E}_{гв}$ с внутр-
решим сопр-ем, равным \dot{Z}_A ;

\dot{Z}_A - сопр-е антенны в режиме
приема.

\dot{Z}_n - χ -зчет сопр-е нагрузки (возное сопр-е
узелника).

В теории антенн доказывается, что:

$$\dot{E}_{гв} = j\lambda \sqrt{\frac{G R_A}{\pi}} (\vec{E}_i, \vec{F}(0, \varphi))$$

λ - длина волны возбуждающей сигнала.

G - χ -зчет антенной системы.

$$G = 2 \cdot D \quad (\text{кПД} \cdot \text{кНД}), \quad (4)$$

$$R_A = \text{Re}(\dot{Z}_A) \quad (5)$$

\vec{E}_i - интенсивность падающего поля.

$$\vec{E}_i = \frac{\vec{E}_m}{\sqrt{2} Z_0} (t) - \text{в свободном пространстве.}$$

Z_0 - характеристическое сопротивление свободного пространства
 интенсивность сводится для волны с радиолокационной.

$$|\vec{E}_i|^2 = \frac{|\vec{E}_m|^2}{2 Z_0} = |\vec{P}_{\text{ср}}| = P_{\text{ср}}$$

$\vec{P}(\theta, \varphi)$ - комплексная векторная функция направления.

Замечание.

1. В случае совмещенных антенн, использующих волноводное или передачу по $E_{\text{жв}}$, I , I_A , I_N принимаются нормированные величины (а не абсолютные).

2. Из представленной схемы следует, что в отделе от передающей антенны принимаемая антенна может представляться как источник ф.д.с. $E_{\text{жв}}$ - сигнал сопр-ем I_A .

3. Из ф.т. (3) следует, что

$E_{\text{жв}} = E_{\text{жв}}(\theta, \varphi)$ - эквивалентная ф.д.с. зависит от напр-я $A(\theta, \varphi)$, т.е. зависит ориентации антенны по отношению к вектору H -ного поля. Поэтому напряжение создаваемое на нагрузке приемника будет зависеть от ориентации приемной антенны относительно вектора H -ного поля.

т.е. в отличие от случая σ - или π -лучи при в режиме передачи, величина приема I_A и χ -зависимость напр-я на сопр-им нагрузке от напр-я $A(\theta, \varphi)$.

Принцип обратимости (взаимности) антенных систем.

- любая передающая антенна может работать в режиме приема и, наоборот, любая приемная антенна может работать в режиме передачи.

Приним основные параметры: Z_A , $\vec{F}(0, \varphi)$, Q , Q имеют одинаковые значения в режиме и приема и передачи.

Именно поэтому в антенных системах со взаимной приемопередачей используются одна антенна.

Обычно исследование перекрестных основных параметров и K - K производят в режиме передачи. При этом измеренная чувствительность, т.к. в режиме передачи антенна возбуждается как правило соответствует $\vec{F}(0, \varphi)$, т.е. система имеет, как система со сосредоточенными параметрами, в отличие от режима приема, в котором антенная система представляет собой распредел.

Антенны с распределенной $\vec{F}(0, \varphi)$ (т.е. в диапазоне δ -не апертюра приемной антенны гранич. взаимности) более сложны. Волны с АЗР (готов возбуждения). Т.е. антенна в режиме приема представляет собой систему с распределенными параметрами; исследование которых - более сложная задача.

Поэтому измеряют параметры в режиме передачи, а полученные K - K используют при исследовании приемных антенн.

В дальнейшем нам не будем давать параметры на передающие и приемные, а будем их называть просто параметрами антенной системы.

Основные первичные параметры антенной системы.

R_E - сопротивление излучения;

η_a - КПД;

$\vec{F}(\theta, \varphi)$ - комплексная векторная ФН.

Параметры поляризации (см. след. слайды);

КПД антенной системы.

При обосновании функции схемы перед антенной как двухполюсника получены выражения для:

$$P_{in}, P_{z,sp}.$$

Без учета фазовых согласований линии передачи с антенн. системой:

$$\eta = \frac{P_{z,sp}}{P_{in}} \quad (7)$$

$P_{in} = P_{avg}$ - мощность на входной секции (активная),

$$P_{in} = P_{avg} = P_{in,sp} + P_{z,sp} \quad (8)$$

$$\eta = \frac{P_{z,sp}}{P_{in,sp} + P_{z,sp}} \quad (9) \quad \text{привести алгебраическое уравнение для } P_{in,sp}, P_{z,sp}.$$

Одним из условий требований, предъявляемых к антенной системе, является увеличение η . Поэтому следует уменьшить $P_{in,sp}$.

Увеличение η (выражение для комплексной векторной амплитуды n -го порядка в радиальной зоне).

$$\vec{E}_m = \vec{E}(R), \quad R \in V$$
$$\vec{E}_m = \frac{j \omega \epsilon_0}{2R} \int_a \vec{F}(\theta, \varphi) \frac{e^{-j\beta R}}{R} \quad (10)$$

Для случая Герца:

$$\vec{E}_m = j \frac{l}{2} I_0 \sin \theta \frac{e^{-j\beta R}}{R} \quad (11)$$

т.е. формула (10) является обобщением (11) для случая

произвольной антенной системы.

$$\begin{aligned} I &\rightarrow \dot{I}_m \theta \\ e &\rightarrow k_g \\ j \sin \theta \vec{e}_0 &\rightarrow \vec{F}(\theta, \varphi). \end{aligned}$$

φ -на (10) описывает поле излучения в n -ке P , находящейся в дальней зоне.



$\left| \frac{j e_m}{I_{cm}} \right|$ φ -на θ заранее определяется. Окр-го δ берется малой, чтобы считало радиусе बहुत его равномерным.

Величина k_g - действующая "длина" антенны.

Комплексная векторная функция направления.

$$\vec{F}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) e^{j\varphi(\theta, \varphi)} \cdot \vec{p}(\theta, \varphi) \quad (12) - \text{может быть представлена в виде } n\text{-ий } \vec{p} \text{ всех компонентов}$$

$F(\theta, \varphi)$ - АРН

$\varphi(\theta, \varphi)$ - фаза АРН (фаза x -на антенной системы).

$\vec{p}(\theta, \varphi)$ - комплексный орт поляризации.

В соотв. с φ -ной (12) поле вектр \vec{p} и функции имеет 3 основных св-ва антенны:

- нормированное амплитудное напр. е поле излучения;
- fazовую структуру антенной системы в дальней зоне;
- поляризационную структуру поле излучения.

Прим: $\vec{p}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) e^{j\varphi(\theta, \varphi)} \quad (13) - \text{комплексная } \varphi \text{Н.}$

$$A \text{ ФН: } F(\theta, \varphi) = \frac{A E_m(\theta, \varphi)}{E_m(\theta_0, \varphi_0)}$$

$$(\theta_0, \varphi_0) = \arg \max_{\theta, \varphi} E_m(\theta, \varphi)$$

$$0 \leq F(\theta, \varphi) \leq 1.$$

В зависимости от значения радиосистемы к АФН могут входить различные устройства.

ФН в общем случае представляет собой произвольное тело.

Возле зонки имеет поперечное сечение ФН пологими (обычно в х-х ортогон. п-рост).

Комплексный орт поляризации.

В случае зонки Ренца:

$$\vec{E}(\theta, \varphi) = j \sin \theta \vec{e}_\theta$$

Тогда АФН:

$$F(\theta, \varphi) = \sin \theta.$$

Разовая х-ка:

$$\varphi(\theta) = j = e^{j\pi/2}.$$

Комп. орт поляризации:

$$\vec{p}(\theta, \varphi) = \vec{e}_\theta \Rightarrow \vec{E} \parallel \vec{e}_\theta$$

Т.е. в любой точке м.п. или вектор \vec{E} всегда паралл. ко орту \vec{e}_θ . Т.е. орт \vec{e}_θ задает ориентацию вектора \vec{E} в п-ве.

В случае зонки Ренца вектор м.п. \vec{E} зависит от одной коорд.

В общем случае в дальней зоне:

$$\vec{E}_m = \vec{E}_m(\vec{R}), \quad P = P(\vec{R}) \in V.$$

Было показано, что в Q_3 :

$$\vec{E}_m = E_{m\theta} \vec{e}_\theta + E_{m\varphi} \vec{e}_\varphi(\vec{R}) \quad (E_{mR} = 0).$$

Г.е. $\vec{E}_m = \vec{E}_{m\theta} + \vec{E}_{m\varphi}$ (3);

$\vec{E}_{m\theta} = E_{m\theta} \cdot \vec{i}_\theta$, $\vec{E}_{m\varphi} = E_{m\varphi} \cdot \vec{i}_\varphi$ (4).

Г.е. в данной зоне любая вектор напря- ги содержит две составляющие: α змигубальцию и угласецию.

Из ф. (3):

$|\vec{E}_m| = \sqrt{|\vec{E}_{m\theta}|^2 + |\vec{E}_{m\varphi}|^2} = E_m$ (5).

Г.е.:

$\vec{E}_m = E_m \left(\frac{E_{m\theta}}{E_m} \vec{i}_\theta + \frac{E_{m\varphi}}{E_m} \vec{i}_\varphi \right) = E_m \vec{\rho}(\theta, \varphi)$ (6).

$\vec{\rho}(\theta, \varphi) = \rho_\theta \cdot \vec{i}_\theta + \rho_\varphi \cdot \vec{i}_\varphi$ (7) - комплексной орт поляризации.

$\begin{cases} \rho_\theta = \frac{E_{m\theta}}{E_m} \\ \rho_\varphi = \frac{E_{m\varphi}}{E_m} \end{cases}$ (8) - координаты орта поляризации.

Г.е. $|\vec{\rho}| = \sqrt{|\rho_\theta|^2 + |\rho_\varphi|^2} = 1$.

Г.е. в сферич. СК орты $\vec{i}_\theta \perp \vec{i}_\varphi$ - ортогональны, то $\vec{\rho}_\theta \perp \vec{\rho}_\varphi$ - также ортогональны, Г.е. независимы.

Разовая характеристика азбуной системы.

$\vec{F}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) e^{i\varphi(\theta, \varphi)} \vec{\rho}(\theta, \varphi)$ (10) - ФН

разовая х-ка, где $\varphi(\theta, \varphi)$ - разовая структура азбуной системы (излучаемого поля).

Для динемат Ренца: $\varphi(\theta, \varphi) = \frac{\pi}{2}$.

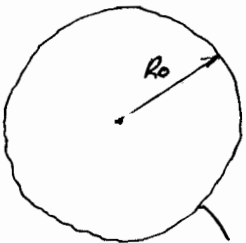
т.е. первый способ описания гравитационных свойств
это гравитация х-ки.

Используя величину γ -из величин
составим:

$$(14) \left. \begin{aligned} e^{-\beta R} \cdot e^{i\varphi(\theta, \varphi)} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{функция} \\ &\text{гравитации} \end{aligned}$$

R - расстояние между γ -клеткой R и θ .

Обозначим конкретное значение R , например R_0 ,
уже $2/3$ через R_0 .



Для каждого γ -клетки сфера
радиуса R_0 и всех направлений
 (θ, φ) заданных сфер. Все
значения гравитации х-ки.

$$P(\theta, \varphi) = \frac{\pi}{2}$$

(функция)
(гравитация)

Для каждой γ -клетки сфера - гравитационная
пов-сть - величина γ от θ и φ .

Второй способ описания гравитационных свойств -
с помощью сферической гравитационной поверхности.

$P(\theta, \varphi) / R = R_0$ (13) - т.е. гравитация х-ки задается на
сфере радиуса R_0 .

$R(\theta, \varphi) / P(\theta, \varphi) = R_0$ - гравитационная
 $t = \text{const}$ пов-сть.

$$\text{из (14): } P(\theta, \varphi) = P(\theta, \varphi) + \beta R_0$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$P(\theta, \varphi) = \beta R(\theta, \varphi)$$

$$R(\theta, \varphi) = R_0 + \frac{1}{\beta} P(\theta, \varphi) \quad (16)$$

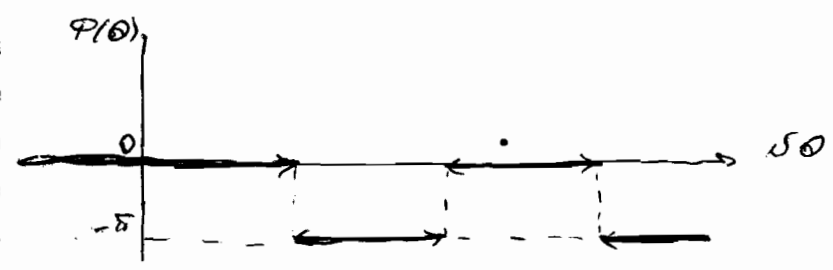
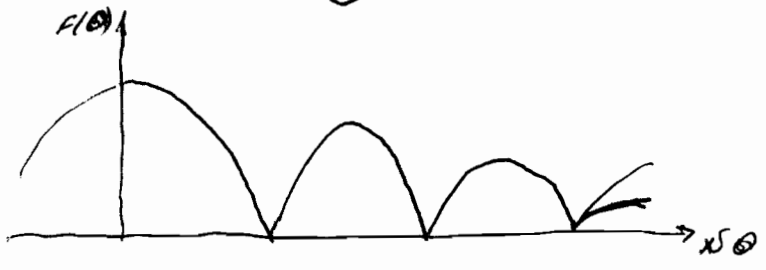
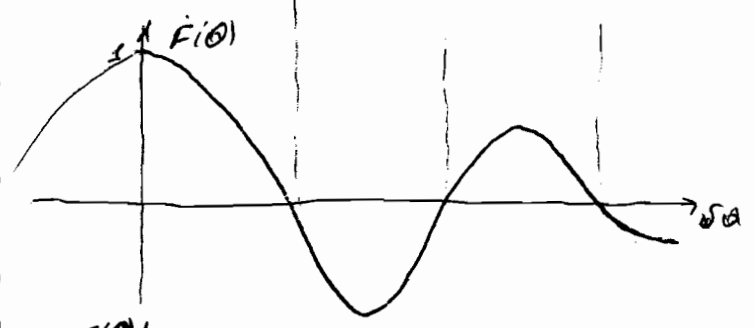
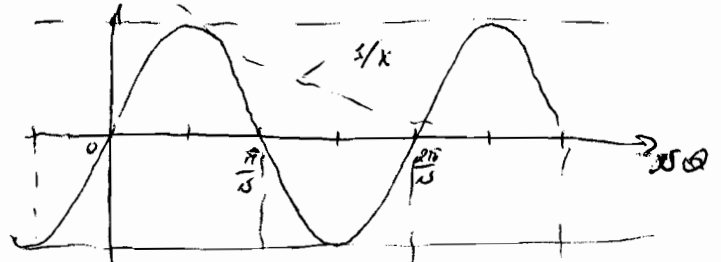
Выражение (16) представляет зависимость $\rho_{\text{об-гб}}$ от x и t .

Во время $t = 0$ в данной зоне.

В случае дуга $\rho_{\text{об-гб}}$ получается один и тот же результат.

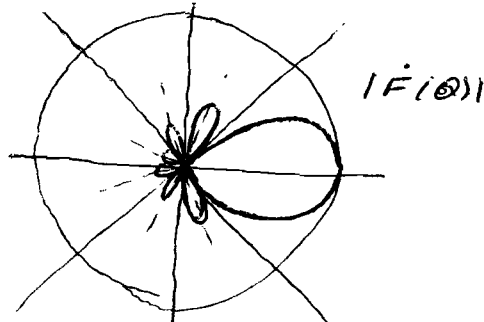
Рассмотрим зависимость $\rho_{\text{об-гб}}$ от φ .

$$\rho(\theta, \varphi) = \frac{\sin 5\theta}{5\theta} \quad (17)$$

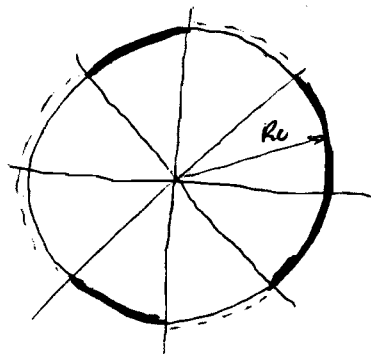


возведем \sqrt{z} и рассмотрим полярную СК.

7

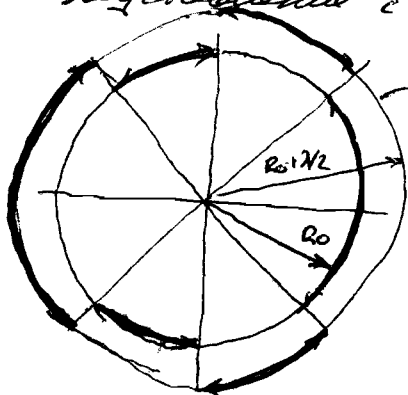


$$\varphi(\theta) = \begin{cases} 0 \\ -\pi \end{cases}$$



— $\varphi(\theta) = 0$
 --- $\varphi(\theta) = -\pi$

Плечевание с помощью функции $\varphi(\theta)$ по в-дм.



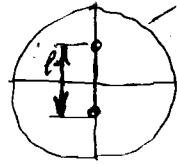
$$R(\theta) / \varphi(\theta) = 0$$

В проецировании случая функции $\varphi(\theta)$ по в-дм. о.т.м. в виде стержня, либо пучками стержней. Стержни пучки на N_1 соответ. нулям АФН.

$$R(\theta, \varphi) = R_0 + \frac{1}{3} \varphi(\theta, \varphi) \cdot (16)$$

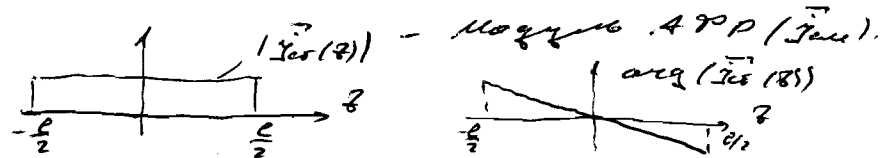
Радиус фазового центра антенны.

$$r(\theta) = \text{const}$$



- Для типа Гейца можно принять радиус фазового центра его середины, куда можно поместить любую его точку.

Для некоторых реальных антенн существуют фазовые центры. Например, излучатель Гейца (УГ) - аналог типа Гейца с треугольной формой.



Такой излучатель, или его аналог (линейная антенная решетка) также имеет фазовый центр, который совпадает с его центром.

Фазовые центры существуют и других антенных систем.

Но также существуют такие системы, у которых фазовый центр отсутствует, например, рупорные антенны, турбинные антенны, спиральные антенны.

Для таких антенн вводится понятие фазового центра излучения - такая точка, которая порождает сферический волновой фронт, тем самым, что разность между ним и реальной волновой фронтом является наименьшей.

Вторичные параметры антенной системы.
 - параметры, которые зависят от первичных.
 Эти параметры детализируют характеристики зондируемых св-ва антенны.

- 1) КНД;
- 2) ширина луча;
- 3) ЭБЛ (уравнение Боуэна-Релея).

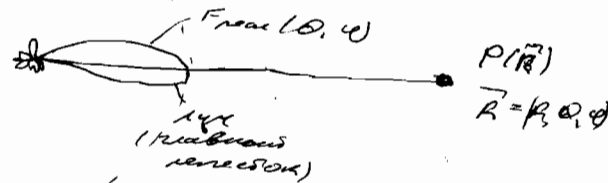
КНД.

Сравнивается св-ва главной антенной системы со св-вами эталонной, в которой максимум излучения направлен антенной:

$$F(\theta, \varphi) \equiv 1 \text{ где } \varphi(\theta, \varphi) \text{ - } F(\theta)$$

$$Q = \frac{P_{cp}^{max}}{P_{cp}} \quad (2)$$

$R = const$
 $P_{cp}^{пр} = P_{cp}^{пол}$



Вычисление формула для вычисления КНД.

$$P_{cp} = \int_{S=4\pi R^2} \text{Re} \{ \vec{n} \} dS = \int_{S=4\pi R^2} P_r(\theta, \varphi) dS \quad (3)$$

$(R \rightarrow \infty) \text{ - гауссова зона}$ $(R \rightarrow \infty)$

P -луча направляется по максимуму:

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{P_r(\theta, \varphi)}{P_{cp}^{max}} \quad (4)$$

$$P_{cp}^{max} = P_{cp}(\theta_0, \varphi_0); (\theta_0, \varphi_0) = \text{arg max}_{(\theta, \varphi)} P_{cp}$$

$$\text{Формула: } P_{cp}(\theta, \varphi) = P_{cp}^{max} F^2(\theta, \varphi) \quad (5)$$

подставляем (5) в (3):

$$P_{cp} = P_{cp}^{max} \int_{S=4\pi R^2} F^2(\theta, \varphi) dS \quad (6) \text{ - } T\text{-на для вычисления средней мощности.}$$

р-10 (6) - первая р-10 для вычисления среднего значения мощности.

$$dS = R^2 d\Omega \quad (7)$$

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi \quad (8)$$

Тогда:

$$P_{\Sigma\varphi} = \int_{\Sigma} R^2 \oint F^2(\theta, \varphi) d\Omega \quad (9)$$

$$P_{\Sigma\varphi} = \int_{\Sigma} R^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (10)$$

В случае излучения антенны из р-10 (6):

$$P_{\Sigma\varphi}^{90} = 17.4\pi R^2 \quad (11)$$

$$\text{т.е. } \pi_{\text{ср}}^{\text{повш}} = \frac{P_{\Sigma\varphi}}{4\pi R^2} \quad (12)$$

Ускоряя из опр-я (8) с учетом формул (9), (11), получим:

$$Q = \frac{\pi_{\text{ср}}^{\text{max}}}{\pi_{\text{ср}}^{\text{повш}}} = \frac{4\pi}{\oint_{\Sigma=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} \quad (13)$$

или:

$$Q = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi} \quad (14)$$

Получим опр-е К.Э.Д., которое будет вычисляться при следующих условиях:

$$Q = \frac{P_{\Sigma\varphi}^{\text{повш}}}{P_{\Sigma\varphi}^{\text{ср}}} \Big|_{R=\text{const}} \quad (15)$$

Сравним р-10 (9) и (11) и выразим потери: $\pi_{\text{ср}}^{\text{повш}}$ и $\pi_{\text{ср}}$ и направим их:

$$\frac{4\pi}{\oint_{\Sigma=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} = Q$$

Г.с. КИД - это число, которое показывает, во сколько раз нужно увеличить мощность излучения при переходе от резонансной антенны к эволюционной (изотропной). Аналогично для антенны в направлении или максимального излучения P_{max} это же число будет показывать мощность.

Связь КИД и эквивалентной излучаемой мощности.

Пусть КИД $\eta = 1$, тогда $P_{ex} = P_{prg} = P_{zcp}$ (не учитывая все тепловые потери).

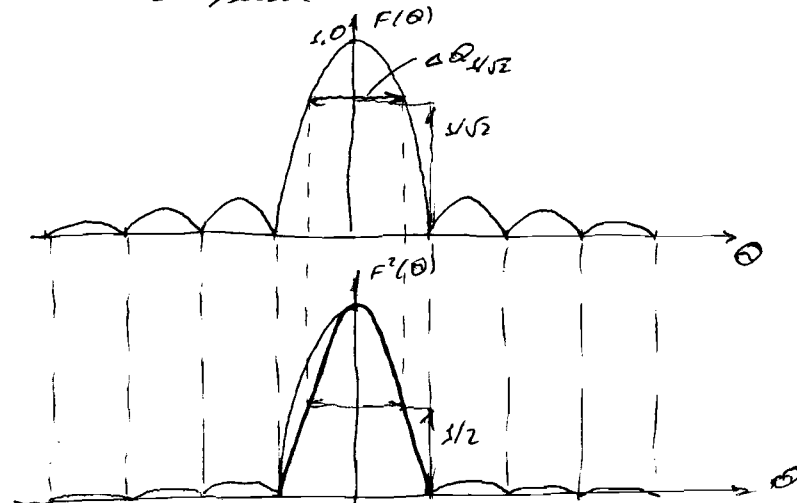
$\frac{P_{prg}}{4\pi R^2}$ - плотность потока мощности, создаваемая эволюционной антенной.

$\frac{P_{prg}}{4\pi R^2} \cdot \Omega$ - учитывается направление свечения резонансной антенны.

$P_{prg} \cdot \Omega$ - эквивалентная излучаемая мощность.

Из ф-лы (13) следует, что КИД зависит от η , т.е. он является вторичным параметром.

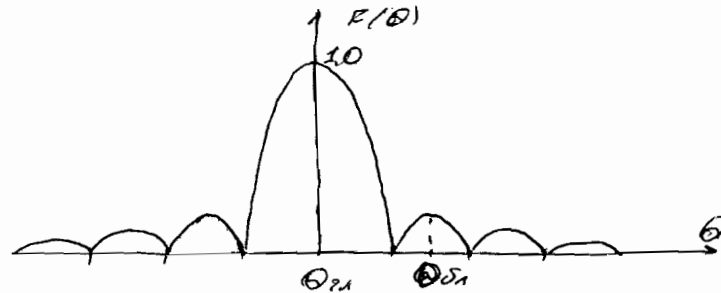
Ширина главного лепестка.



Уровень $\pm 1/2$ АФН $F(\theta)$ соответствует уровню $\pm 1/2$ АФН $F^2(\theta)$.

Ширина луча зависит не только от антенной системы в антенных методах и разрешающую способность - тем уже ширина главного лепестка, тем выше точность и разрешающая способность.

Уровень боковых лепестков (УБЛ).



$$\text{УБЛ: } 20 \lg \frac{F(\theta_{01})}{F(\theta_{0n})}, \text{ УБ} = 20 \lg \frac{1}{F(\theta_{01})} =$$
$$= 10 \lg \frac{F^2(\theta_{01})}{F^2(\theta_{0n})} = 10 \lg \frac{1}{F^2(\theta_{01})}$$

θ_{01} - максимум первого бокового лепестка.

УБЛ особенно важен для СВЧ, так же интерес представляют группы боковых лепестков.

Это важно при оценке работы СВЧ в условиях активных помех.

Математическая модель линии передачи (фридериной тракт).

Основное назначение линии передачи - передача энергии от источника сигнала к нагрузке.

Важная λ -длина линии передачи.

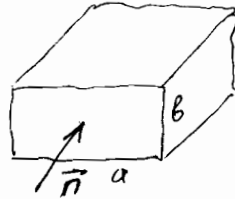
$\lambda/2$ - могут составлять 10 и более, поэтому при проектировании их выбирают по сигналам при распространении.

Типы

Классификация линий передачи.

1. Линии передачи открытого типа (двух- и многопроводное линии, микрополосковые линии передачи, линии передачи с пов-нами волнами).
2. Линии передачи закрытого типа (волноводные линии передачи).

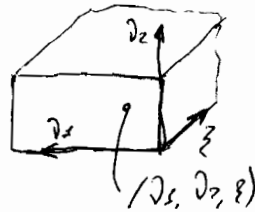
Волноводные линии передачи:



- Поперечное сечение представляет собой замкнутый контур. Вне линии передачи поле отсутствует.

Для линий открытого типа замкнутой контур, охватывающий область раст-я π м.т. полн отсутствует.

Классификация линий передачи.



k -т раст-я $\gamma = \alpha + j\beta$ (с) - в электродинамике.

В антенных системах и линиях передачи принимают обозначения:

$$\gamma = \alpha + j\beta, \text{ т.е.}$$

$$\alpha = \beta - j\alpha \text{ (с)} - \text{ продольный к-т}$$

разос.

Обобщим рассуждения на z -плоскости в волноводе.

$$\vec{E}_m(x, y, z) = \vec{E}_m(x, y) e^{-j\tilde{k}z} \quad (1) \quad \text{z-плоскости в волноводе.}$$

$$j\tilde{k} = \alpha + j\beta \quad (2)$$

тогда:
$$e^{-j\tilde{k}z} = e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} \quad (3)$$

Для перехода к мгновенным значениям умножим (1) на $e^{j\omega t}$, тогда

$$e^{j\tilde{k}z} e^{j\omega t} = e^{-\alpha z} e^{-j(\omega t - \beta z)} \quad \text{т.е. волна распространяется в сторону уменьшения коорд. z.}$$

$$\vec{E}_m(x, y) = E_{mx}(x, y) \vec{i}_x + E_{my}(x, y) \vec{i}_y + E_{mz}(x, y) \vec{i}_z \quad (4)$$

Комп. амплитуды зависят только от поперечных координат x, y .

В дальней и промежуточной зонах z -плоскости в свободном пр-ве:

$$\vec{E}_m = E_{m0} \vec{i}_0 + E_{m\varphi} \vec{i}_\varphi \quad (5)$$

В общем случае в волноводе координаты вектора z -плоскости зависят от поперечных координат. Ваме присутствует координата по z , которой нет в случае свободного пр-ва.

Такая волна когда и плоская, но движется неоднородной, т.к. амплитуды зависят от поперечных координат.

Для магнитного вектора:

$$\vec{H}_m(x, y, z) = \vec{H}_m(x, y) e^{-j\tilde{k}z} \quad (6)$$

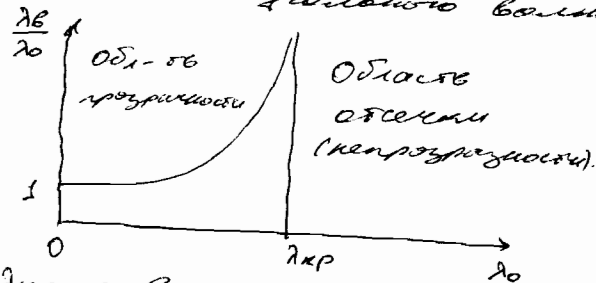
$$\vec{H}_m(x, y) = H_{mx}(x, y) \vec{i}_x + H_{my}(x, y) \vec{i}_y + H_{mz}(x, y) \vec{i}_z$$

В волноводе не любая z -плоскости волна может распространяться.

β - длина волны в волноводе.

λ_0 - длина волны в свободном пр-ве.

Для прямоугольного волновода:



$\lambda_{кр}$ зависит от размеров волновода.

$$\lambda_{кр} = 2a \quad (\text{при } b = a/2)$$

Для существования попер. волны одной волны необходимо: $a < \lambda_0 < 2a$.

Классификация линий передачи.

1) Линия передачи с поперечной волной (Г-волна) (ГЕМ)

$$\dot{E}_{nz} \equiv 0; \quad \dot{H}_{nz} \neq 0$$

Существует только в линии, где есть не менее двух изолированных проводников.

2.1) Линия передачи с Е-волной (ГМ-волна).

$$\dot{H}_{nz} \equiv 0 \quad (\dot{E}_{nz} \neq 0)$$

2.2) Линия передачи с Н-волной (ГЕ-волна)

$$\dot{E}_{nz} \equiv 0 \quad (\dot{H}_{nz} \neq 0)$$

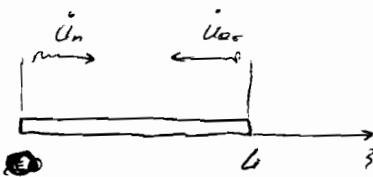
Существуют в линиях передачи волновода то есть с однофазной средой заполненной.

3) Линия передачи с гибридными волнами.

$$\dot{E}_{nz} \neq 0, \quad \dot{H}_{nz} \neq 0$$

Существуют в волноводах с неоднородной заполненной.

Физическая модель линии передачи.
 (при классической модели передачи и физическая модель ~~связанная с~~ в логичнее соотносится с описаниями волн \vec{E}_m и \vec{H}_m).



Прямая волна U_m - от генера-
тора
 Отраженная волна U_{0r} - от
нагрузки.

Тогда полное напря-е:
 $U(z) = U_m(z) + U_{0r}(z)$.

Прямая волна - бегущая волна, создаваемая генератором, распространяется в сторону увеличения координаты z.
 Отраженная волна возникает от нагрузки, она распространяется от нагрузки в сторону уменьшения координаты z.

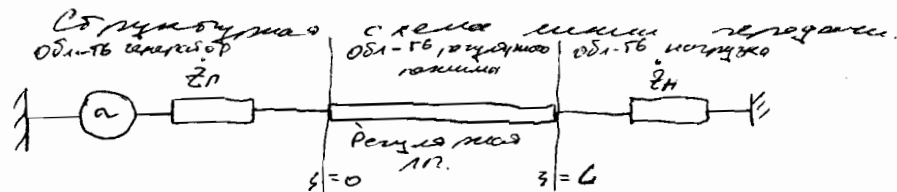
Для линии передачи введем следующие обозначения.

$$\vec{E}_m(x, y, z, t) = \vec{E}_{m1}(x, y, z, t) + \vec{E}_{m2}(x, y, z, t) \cdot \vec{e}_z,$$

$$i_{x,y} \vec{E}_{m1}(x, y, z, t) = \vec{E}_{m1}(x, y, z, t) \cdot \vec{e}_x + \vec{E}_{m2}(x, y, z, t) \cdot \vec{e}_y$$

Аналогично:

$$\vec{H}_m(x, y, z, t) = \vec{H}_{m1}(x, y, z, t) + \vec{H}_{m2}(x, y, z, t) \cdot \vec{e}_z.$$



Линия передачи возбуждается радиотом, если нагрузка Z_H (с формой и размером), а также Z_0 зависит от частоты. Если нагрузка Z_H остается постоянным вдоль координаты z.

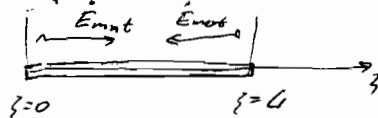
линия передачи однородная, если эти же-кая среда
заполнена однородно.

В длинных линиях понятия однородности и потер-
ности совпадают.

Однородность и неоднородность среды отлич. тип
волн, существует в волновом.

В обл-ях генератора и нагрузки существуют π -те
высших порядков по отношению к передаваемой
 π -те, а в обл-ти регулярного режима - пороки
с длиной волны, лежащей в диапазоне $\lambda \dots 2\lambda$.
Но π -те высших порядков можно задаться по
эквивалент. замыслу.

В регулярной линии передачи, также как и в
длинной линии любая волна может быть
представлена как суперпозиция двух бегущих волн:



$$E = E(z, D_1, D_2, z)$$

$$E_mf = E_mnt + E_mob \quad (10)$$

E_mnt - падающая волна, создаваемая генератором;
 E_mob - отраженная волна, отраженная от нагрузки.

$$E_mnt(z, D_1, D_2, z) = E_mnt(z, D_1, D_2) e^{-j\beta z} = E_mnt(z, D_1, D_2) e^{-(\alpha + j\beta)z} \quad (11)$$

$$E_mob(z, D_1, D_2, z) = E_mob(z, D_1, D_2) e^{+j\beta z} = E_mob(z, D_1, D_2) e^{(\alpha + j\beta)z} \quad (z < 0) \quad (12)$$

Р-ые (11) и (12) можно аналогично записать для
вектора \vec{H}_mf :

$$\vec{H}_mf(z, D_1, D_2, z) = \vec{H}_mf(z, D_1, D_2) e^{-j\beta z} = \vec{H}_mf(z, D_1, D_2) e^{-(\alpha + j\beta)z} \quad (13)$$

$$\vec{H}_mob(z, D_1, D_2, z) = \vec{H}_mob(z, D_1, D_2) e^{+j\beta z} = \vec{H}_mob(z, D_1, D_2) e^{(\alpha + j\beta)z} \quad (z < 0) \quad (14)$$

Континуумная среда.

$$\dot{P}_E(z) = \frac{\dot{E}_{mot}(D_s, D_z, z)}{\dot{E}_{mnd}(D_s, D_z, z)} = \frac{\dot{E}_{mot}(D_s, D_z) e^{i\dot{\gamma}z}}{\dot{E}_{mnd}(D_s, D_z) e^{-i\dot{\gamma}z}} = \dot{P}_E(0) e^{i2\dot{\gamma}z} \quad (15)$$

$$\dot{P}_E(0) = \frac{\dot{E}_{mot}(D_s, D_z)}{\dot{E}_{mnd}(D_s, D_z)}$$

$$\dot{P}_E(0) = \dot{P}_E(z) \text{ при } z=0.$$

Аналогичным образом можно ввести для H:

$$\dot{P}_H(z) = \frac{\dot{H}_{mot}(D_s, D_z, z)}{\dot{H}_{mnd}(D_s, D_z, z)} = \dot{P}_H(0) e^{i2\dot{\gamma}z} \quad (17)$$

$$\dot{P}_H(0) = \frac{\dot{H}_{mot}(D_s, D_z)}{\dot{H}_{mnd}(D_s, D_z)} \quad (18)$$

Тогда важно, пропуская через линзу передатчик
заминитесь следующим образом:

$$\dot{E}_{mt}(D_s, D_z, z) = \dot{E}_{mnd}(D_s, D_z) [1 + \dot{P}_E(z)] \quad (20)$$

$$\dot{H}_{mt}(D_s, D_z, z) = \dot{H}_{mnd}(D_s, D_z) [1 + \dot{P}_H(z)] \quad (21)$$

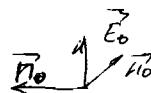
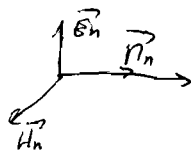
Появилось полное сопр-я линзы передатчик.

$$\dot{Z}(z) = \frac{\dot{E}_{mt}(D_s, D_z, z)}{\dot{H}_{mt}(D_s, D_z, z)} = \dot{Z}_{ln} \frac{1 + \dot{P}_E(z)}{1 + \dot{P}_H(z)} \quad (22)$$

$$\dot{Z}_{ln} = \frac{\dot{E}_{mt}(D_s, D_z)}{\dot{H}_{mt}(D_s, D_z)} \quad (23) \text{ - Волновое (характеристическое) сопр-е линзы передатчик.}$$

Для обратной волны:

$$\dot{Z}_{ln} = - \frac{\dot{E}_{mot}}{\dot{H}_{mot}} \quad (24)$$



$$\vec{P}_n = \vec{E}_n \times \vec{H}_n$$

$$\vec{P}_0 = \vec{E}_0 \times \vec{H}_0$$

Эта линза появляется из-за необходимости
иногда по ней, что гребки полны быть чужды.

т.е. можно показать, что $\dot{S}_H = -\dot{S}_G$ (25).

Из (23), ⁽²⁴⁾ имеем, что:

$$\dot{Z}_{in} = \frac{\dot{E}_{mot}}{\dot{I}_{mot}} = - \frac{\dot{E}_{mob}}{\dot{I}_{mob}} \Rightarrow \frac{\dot{E}_{mob}}{\dot{E}_{mot}} = - \frac{\dot{I}_{mob}}{\dot{I}_{mot}}, \text{ т.е.}$$

$$\dot{S}_H = -\dot{S}_G \text{ для } \forall \xi.$$

т.е. если $\dot{S}_G = \dot{S}$, то $\dot{S}_H = -\dot{S}$ (26).

Потому:
$$\dot{Z}(\xi) = \dot{Z}_{in} \frac{1+\xi}{1-\xi} \quad (27).$$

$$\dot{Z}_{in} = \frac{\dot{E}_{mot}}{\dot{I}_{mot}}$$

Если в линии передачи установлен режим стоячей волны, т.е. отсутствует волна отсутствия, т.е. $\xi=0$,

то
$$\dot{Z}_{in} = \dot{Z}(\xi)|_{\xi=0}.$$

Нормированное полное сопр-е линии передачи

$$Z^H(\xi) = \frac{\dot{Z}(\xi)}{\dot{Z}_{in}} = \frac{1+\xi(\xi)}{1-\xi(\xi)} \quad (28).$$

Активная мощность, проходящая через поперечное сечение линии передачи.

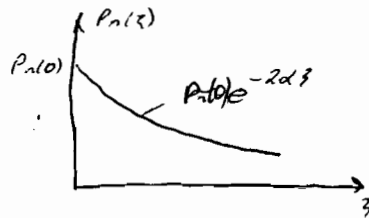
Активная мощность прямой волны в сечении S_1 в t -ый момент времени:

$$P_n(\xi) = \int_{S_1} \operatorname{Re} \{ \vec{H} \} d\vec{S} = \int_{S_1} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m(\partial_x, \partial_y, z) \times \vec{H}_m^*(\partial_x, \partial_y, z)}{r} \right\} d\vec{S} =$$

S_1 - сечение, перпендикулярно линии передачи.

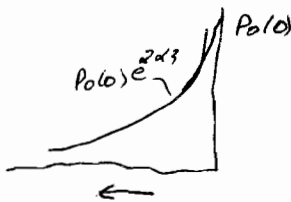
$$= \left[\int_{S_1} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m(\partial_x, \partial_y) \times \vec{H}_m^*(\partial_x, \partial_y)}{r} \right\} d\vec{S} \right] e^{-2\alpha z} = P_n(0) e^{-2\alpha z} \quad (29),$$

где $P_n(0) = \int_{S_1} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\vec{E}_m(\partial_x, \partial_y) \times \vec{H}_m^*(\partial_x, \partial_y)}{r} \right\} \cdot d\vec{S} \quad (30)$ - мощность в начале линии



Рассмотрим мощность отраженной волны:

$$P_o(z) = P_o(0)e^{2\alpha z} \quad (31) \text{ - получено аналогично.}$$

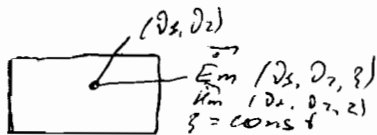


т.е. найдем мощности прямой и обратн. волны. Теперь найдем ~~ак~~ ~~т~~ ~~ив~~ ~~ную~~ ~~м~~ ~~ощ~~ ~~ность~~, что ходит из, через порезное сечение S_1 :

$$P(z) = P_n(z) - P_o(z) \quad (32)$$

т.к. в антеннах рассм-ся только пассивное излуч-е, то эта ~~мощ~~ ~~ность~~ может быть отрицательн.

Рассм. математическую модель результир-ой линии передачи в виде эквивалентной ~~линии~~ ~~линии~~.



Каждой ~~м-ке~~ ~~поперечного~~ сечения (D_s, D_z) ставится в соотв. 2 вектора.

Если линия передачи безгранич, то такие ~~расс~~ ~~р-е~~ задаются для каждой линии передачи.

Для численных расчетов такое ~~расср~~ ~~-е~~ в виде векторных полей удобно, т.к. нас интересует ~~мощностные~~ ~~x-ки~~.

Поэтому матем. модель ~~должна~~ ~~учитывать~~ законы ~~расср~~ ~~-я~~ этих ~~мощностей~~. / ~~р-ки~~ (31) , (32) , и ~~x-ки~~ ~~линии~~ ~~передачи~~: ~~к-ты~~ ~~отражения~~ и ~~полное~~ ~~соотр~~ ~~-е~~.

Потому используются комплексные амплитуды напряжений.

Параметры математической модели

1) Нормированное напряжение падающей волны.

$$\dot{U}_n(z) = \sqrt{P_n(0)} e^{j\varphi_n} e^{-jkz} \quad (33)$$

$$|\dot{U}_n(z)|^2 = P_n(0) e^{-2kz} = P_n(z)$$

Структура γ -вол (33) определяется структурой γ -вол (11).

т.е. $\dot{U}_n(z)$ аналогично волне $\dot{E}_{\text{норм}}(z)$,

φ_n - начальная фаза.

$$\dot{U}_n(0) = \sqrt{P_n(0)} e^{j\varphi_n} \quad (34), \text{ где}$$

$$\dot{U}_n(z) = \dot{U}_n(0) e^{-jkz} \quad (35).$$

2) Нормированное напряжение отраженной волны.

$$\dot{U}_0(z) = \sqrt{P_0(0)} e^{j\varphi_0} e^{+jkz} \quad (36)$$

$$|\dot{U}_0(z)|^2 = P_0(0) e^{+2kz} = P_0(z) \quad (37)$$

$$\dot{U}_0(z) = \dot{U}_0(0) e^{+jkz} \quad (38) \text{ - } \gamma \text{-вол по структуре сов. с } \gamma \text{-вол (12).}$$

$$\text{где } \dot{U}_0(0) = \sqrt{P_0(0)} e^{j\varphi_0} \quad (39)$$

φ_0 - начальная фаза.

т.е. реальная линия передачи замещается эквивалентной диэлектрической линией. Вместо векторного распр. $\dot{E}_{\text{норм}}(z, r, \varphi)$ вводится скалярный параметр, учитыв. только зависимость от коорд. z .

Волна представляет собой суперпозицию падающей и отраженной волн, характеризующихся своими нормированными напряжениями.

3) Коэффициент отражения на входе диэлектрической линией.

$$\dot{P}_u(z) = \frac{\dot{U}_0(z)}{\dot{U}_n(z)} \quad (40)$$

4) Полное нормированное напряжение.

$$\dot{U}(z) = \dot{U}_n(z) + \dot{U}_0(z) \quad (41)$$

5) Разность нормированной по.

$$\dot{i}(z) = \dot{U}_n(z) - \dot{U}_0(z) \quad (42)$$

Нормированные напря-я входной и подающей
волн имеют разность $\sqrt{B_n}$.

Выждем нормированное напря-е и ток через
коэф. отражения отрезка.

$$\dot{U}(z) = \dot{U}_n(z) [1 + \dot{P}_u(z)] \quad (43)$$

$$\dot{i}(z) = \dot{U}_n(z) [1 - \dot{P}_u(z)] \quad (44)$$

Эти γ -ы соответствуют γ -ам для полного
волна (20) и (21).

$$\text{Примем } \dot{P}_u(z) = \dot{P}(z)$$

$$\dot{U}(z) = \dot{U}_n(z) [1 + \dot{P}(z)] \quad (43')$$

$$\dot{i}(z) = \dot{U}_n(z) [1 - \dot{P}(z)] \quad (44')$$

Добавим представление (42).

$$\text{Активная мощность: } P = \operatorname{Re} \dot{P}; \dot{P} = \dot{U} \cdot \dot{i}^* = \dot{U}_n (1 + \dot{P}) \cdot$$

$$\cdot \dot{U}_n^* (1 - \dot{P}^*) = |\dot{U}_n|^2 [1 - |\dot{P}|^2 + (\dot{P} - \dot{P}^*)]$$

$$\text{Г.к. } \dot{P} = x + jy$$

$$\dot{P}^* = x - jy, \text{ то } (\dot{P} - \dot{P}^*) = 2j \operatorname{Im}(\dot{P}) - \text{чисто мнимое число.}$$

Тогда:

$$P = \operatorname{Re} \{ \dot{P} \} = |\dot{U}_n|^2 (1 - |\dot{P}|^2) = |\dot{U}_n|^2 - |\dot{U}_0|^2 = P_n(z) - P_0(z),$$

что соотв. γ -у (32).

След-но представление мощности ~~в~~ в виде (42) справедливо.